ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

SECHSTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

SECHSTER BAND.

NEBST VIER FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1875.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTSECHSUNDFUNFZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTZWEIUNDDREISSIGSTER.

NEBST VIER FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1875.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

P

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLVI.

des

I.

II.

III.

IV.

V

VI

Inhalt

des Bandes CLVI der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

Seite

I. Ueber die Bewegung der Elektricität in Körpern von molecularer Constitution; von Wilhelm Weber 1

II. Weitere Beiträge zur Theorie der Schallbildung; von C. Stern 61

III. Fernere Thatsachen zur Begründung einer endgültigen Theorie der Elektromaschine zweiter Art; von J. C. Poggendorff 78

IV. Ueber die durch Kreisgitter erzeugten Diffractionsphänomene; von J. L. Soret 99

V. Ueber die Diffraction, namentlich über Brennpunkts-Eigenschaften der Gitter; von A. Cornu 114

VI. Optische Notizen; von Wolcott Gibbs 120

1. Ueber eine neue optische Constante S. 120. 2. Ueber eine neue Methode, die Brechungs-Indices ohne den Gebrauch getheilter Instrumente zu messen S. 139.

Seite

VII. Ueber Anziehung und Abstofsung durch Licht- und Wärmestrahlen; von F. Neesen 144

VIII. Ueber den Gebrauch des Elektrometers zur Bestimmung der Strom-Intensität, der Polarisation und des Widerstandes; von F. Fuchs 156

IX. Ueber einen Polarisations-Apparat mit rotirendem Zerleger; von E. Mach 169

X. Zur Theorie der Influenzmaschine; von W. Veltmann . . 172

XI. Studium kalter Streifen dunkler Spectren; von Desains und Aymonet 174

(*Geschlossen am* 30. *September* 1875.)

Zweites Stück.

I. Ueber Reibung und Wärmeleitung verdünnter Gase; von A. Kundt und E. Warburg 177

II. Wärmeleitung S. 177.

II. Weitere Beiträge zur Theorie der Schallbildung; von S. Stern (Schlufs) 211

III. Ueber die Phasenänderung des parallel zur Einfallsebene polarisirten Lichts durch Reflexion; von P. Glan 235

IV. Experimenteller Beweis, dafs der galvanische Leitungswiderstand von der Bewegung des Leiters abhängig ist; von E. Edlund 251

V. Experimentelle Untersuchung über Elektromaschinen mit Ebonitscheiben; von L. Bleekrode 278

VI. Zum binocularen Sehen; von H. Emsmann 307

VII. Ueber ein neues Mikrometer zur Positionsbestimmung von Linien der Spectralanalyse; von W. M. Watts 313

Seite

VIII. Photographische Spectralbeobachtungen im rothen und indischen Meere; von H. W. Vogel 319

IX. Spectroskopische Untersuchung des Lichts der blauen Grotte auf Capri; von Demselben 325

X. Erwiderung, betreffend die Abhandlung des Hrn. Fritsch: „Läfst sich die Anwendung der lebendigen Kraft in der mechanischen Wärmetheorie rechtfertigen"? von W. H. Fabian 326

XI. Ueber den Einflufs der Beleuchtung auf die Leitungsfähigkeit des krystallinischen Selens; von W. Siemens 334

XII. Ein optisches Phänomen; von Devic 336

Drittes Stück.

I. Studien über den elektroskopischen Stimmgabel-Apparat; von A. Ettingshausen 337

II. Beitrag zur Kenntnifs der schwachen elektrischen Funken von P. Riefs 378

III. Ueber die Dielektricitätsconstanten der Flüssigkeiten; von P. Silow 388

IV. Neue Beobachtungen an den gleitenden elektrischen Funken; von A. Peters 397

V. Ueber die Erzeugung von Bildern der Funken grofser Inductoren und deren Unterschied von den Funkenbildern der Holtz'schen Maschine; von Demselben 403

VI. Ueber einige mechanische Wirkungen des elektrischen Funkens; von E. Mach und J. Wosyka 407

VII. Von Differential-Manometern mit zwei Flüssigkeiten; von A. Achard 417

Seite

VIII. Ueber die Abhängigkeit der Circularpolarisation des Quarzes von der Temperatur; von V. von Lang 422

IX. Ueber die Magnetisirbarkeit cylindrischer Eisenröhren in verschiedenen Richtungen; von R. Herwig 430

X. Ueber die Volta'sche Polarisation des Aluminiums; von W. Beetz 456

XI. Ueber metallisches Cer, Lanthan und Didym; von Hillebrand und Norton 466

XII. Neue Stofsmaschine; von J. Sedlaczek 476

XIII. Elektrische Versuche und Beobachtungen; von C. A. Grüel 482

XIV. Das Radiometer von W. Crookes 488

XV. Nachbildung spiralförmiger Nebelflecke; von G. Planté . . 492

XVI. Ueber einige neue elektrische Lichterscheinungen; von W. Holtz 493

XVII. Ueber Elektromaschinen mit Ebonitscheiben 496

(*Geschlossen am* 25. *November* 1875.)

Viertes Stück.

I. Ueber die Wärmeleitung der Gase; von A. Winkelmann (Erster Theil) 497

II. Ueber eine neue Sauerstoff-Verbindung des Schwefels und ein derselben analoges Selen-Substitutionsproduct; von R. Weber 531

III. Studien aus dem mineralogischen Museum der Universität Kiel; von H. A. Sadebeck 554

IV. Mittheilung über eine von dem verstorbenen Prof. J. J. Müller begonnenen Untersuchung über den Einflufs von Isolatoren auf elektrodynamische Fernwirkung; von A. Kleiner . . 564

Seite

V. Elementare Behandlung einiger optischen Probleme; von E. Lommel 578

VI. Erwiderung auf zwei gegen die unitarische Theorie der Elektricität gemachte Einwürfe; von E. Edlund 590

VII. Ueber Thermo-Elektricität, Wärme- und Elektricitätsleitung; von F. Kohlrausch 601

VIII. Notiz über das Verhalten der Elektricität in Elektrolyten; von E. Budde 618

IX. Einige weitere Versuche zur Verbesserung der einfachen Influenzmaschine; von W. Holtz 627

X. Bemerkungen über die Aenderung der Lichtgeschwindigkeit im Quarz durch Druck; von E. Mach und J. Merten . . 639

XI. Eine Bunsen'sche Lampe ohne Rückschlag; von H. Morton 654

XII. Einige Versuche über konische Refraction; von Nodot . . 656

XIII. Menschlicher Körper leuchtend durch Phosphorwasserstoffgas; von G. Maclean 657

XIV. Ueber ein neues Grundgesetz der Elektrodynamik; von R. Clausius 657

(*Geschlossen am* 23. *August* 1875.)

Nachweis zu den Figurentafeln.

Taf. I. — Edlund, Fig. 1, S. 254 u. 263; Fig. 2, S. 273. — Bleekrode, Fig. 3, S. 288; Fig. 4 u. 5, S. 295; Fig. 6 u. 7, S. 306. — Emsmann, Fig. 8 u. 9, S. 308.

Taf. II. — Peters, Fig. 1, S. 399; Fig. 2, S. 406. — Mach, Fig. 3, S. 408; Fig. 4, 5 u. 6, S. 416. — Silow, Fig. 7 u. 8, S. 391. — Achard, Fig. 9, S. 418.

Taf. III. — Ettingshausen, Fig. 1, S. 340; Fig. 2, S. 353; Fig. 3, S. 359; Fig. 4, S. 361; Fig. 5, S. 377.

Taf. IV. — Sadebeck, Fig. 1, S. 355; Fig. 2, S. 357; Fig. 3, S. 359; Fig. 4, S. 561; Fig. 5, S. 563. — Müller, Fig. 6 u. 7, S. 569. — Lommel, Fig. 8, S. 579; Fig. 9, S. 580; Fig. 10, S. 583; Fig. 11 S. 586; Fig. 12, S. 586.

Berichtigung.

Im Aufsatz von E. von Qvanten Bd. 154 mufs es heifsen Seite 273 Zeile 20 von oben:

Je gröfser die Luftmenge und kleiner die Oeffnung desto tiefer, je kleiner die Luftmenge und gröfser die Oeffnung desto höher ist der Ton.

Seite 531, Zeile 1 von oben:

Beim Singen, welches im Allgemeinen einen weit gröfseren Ton-Umfang in Anspruch nimmt als die Sprache.

1875. ANNALEN № 9.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CLVI.

I. *Ueber die Bewegungen der Elektricität in Körpern von molecularer Constitution;*
von Wilhelm Weber.

In meiner ersten Abhandlung über elektrodynamische Maafsbestimmungen vom Jahre 1846 habe ich ein allgemeines, Elektrostatik und Elektrodynamik zugleich umfassendes, Gesetz der *elektrischen Kraft* aufgestellt, und habe später einige speciellere Erörterungen folgen lassen, nämlich *erstens* über das allgemeine *Potentialgesetz* der elektrischen Kräfte, in diesen Annalen vom Jahre 1848, Bd. 73, S. 229; *zweitens* über das *Princip der Energie* und seinen Zusammenhang mit jenem allgemeinen Gesetze der elektrischen Kraft, in der letzten Abhandlung über elektrodynamische Maafsbestimmungen vom Jahre 1871; und drittens endlich über die *Arbeitsfähigkeit* je zweier elektrischer Theilchen, als Aequivalent lebendiger Kräfte, im Jubelbande dieser Annalen vom Jahre 1874, S. 199, an welche hier nun noch einige weitere Erörterungen angeschlossen werden sollen, die an letzter Stelle keinen Platz fanden. Insbesondere soll hier, nach einigen vorausgeschickten Bemerkungen und Zusätzen zu den beiden letzten Abhandlungen und über die gegen das in der ersten Abhandlung aufgestellte allgemeine Gesetz der elektrischen Kraft erhobenen Bedenken, *von den Bewegungen der Elektricität in Körpern von molecularer Constitution* gehandelt werden, zu deren Betrachtung die Resultate so vieler andern Forschungen führen und nöthigen, dafs sie selbst zum Gegenstand eingehender besonderer Forschung zu

machen, kaum mehr vermieden werden kann, trotz der engen Schranken, welche dieser Forschung von mathematischer Seite gegenwärtig noch gesetzt zu seyn scheinen.

I.

Bemerkungen zu den in der Abhandlung über elektrodynamische Maafsbestimmungen vom Jahre 1871, Art. 4 aufgestellten elektrischen Grundgesetzen.

In der angeführten Abhandlung vom Jahre 1871 ist im 2. und 3. Artikel das *Gesetz der elektrischen Kraft*, welches in der Abhandlung vom Jahre 1846 aufgestellt worden war, betrachtet und in Beziehung auf seine Zusammensetzung mit dem weit einfacheren, in diesen Annalen Bd. 73, S. 229 aufgestellten *Gesetze des elektrischen Potentials* verglichen worden. Da aber auch diesem letzteren Gesetze diejenige Einfachheit noch fehlt, welche von einem *Grundgesetze* verlangt wird; so ist im 4. Artikel derselben Abhandlung dieses Potentialgesetz genauer zu analysiren und in solche Bestandtheile, welche die Einfachheit von Grundgesetzen besäfsen, aufzulösen versucht worden, nämlich in das Gesetz der Abhängigkeit des Potentials zweier Theilchen von ihrer Entfernung *bei gleicher relativer Bewegung*, und in das Gesetz der Abhängigkeit des Potentials von der relativen Bewegung *bei einer bestimmten Entfernung*, wobei aber zur Bestimmung dieser Entfernung noch ein drittes Gesetz wesentlich erforderlich war, nämlich das *Gesetz der Elektrostatik*, welches aber die von einem Grundgesetze verlangte Einfachheit selbst schon besitzt.

Die hiernach im 4. Artikel aufgestellten *elektrischen Grundgesetze, mit Einschlufs des elektrostatischen*, sind folgende *drei:*

Erstes Gesetz. Zwei elektrische Massentheilchen ε und ε' in der Entfernung r üben bei relativer Ruhe eine dem Producte ihrer Massen $\varepsilon\varepsilon'$ direct, dem Quadrate ihrer Entfernung rr umgekehrt proportionale Kraft in der Richtung r auf einander aus $= \mu\mu . \frac{\varepsilon\varepsilon'}{rr}$. — Setzt man $\mu\varepsilon$

$= \pm e$, $\mu \varepsilon' = \pm e'$, wo das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem das Massentheilchen der positiven oder negativen Elektricität angehört; so giebt der Ausdruck der Kraft $\frac{ee'}{rr}$, je nachdem er positiv oder negativ ist, an, ob die Kraft eine Abstofsungskraft oder Anziehungskraft ist.

Zweites Gesetz. Wenn zwei elektrische Theilchen e und e' zu verschiedenen Zeiten in den Entfernungen r' und r'' in relativer Ruhe oder gleich grofser relativer Bewegung sich befinden (also gleiche relative lebendige Kraft besitzen); so verhalten sich die Arbeiten V' und V'', welche durch wechselseitige Einwirkung geleistet werden, wenn beide Theilchen aus den gegebenen Entfernungen r' und r'' in unendliche Entfernung gebracht werden, umgekehrt wie die angegebenen Entfernungen, d. h.

$$V' : V'' = r'' : r'.$$

Drittes Gesetz. Die Arbeit U, die unter Einwirkung der Kräfte, welche die Theilchen e und e' auf einander ausüben, geleistet werden würde, wenn die Theilchen aus einer ***bestimmten mit** ee' **proportionalen Entfernung*** $\varrho = \frac{ee'}{a}$ [1]), in der sie eine bestimmte lebendige Kraft x besitzen, in unendliche Entfernung versetzt würden, bildet zusammen mit dieser lebendigen Kraft x eine ***constante Summe,*** nämlich a, d. h.

$$U + x = a.$$

Zu diesen Gesetzen ist nun ***erstens*** zu bemerken, dafs die im dritten eingeführte Gröfse U, welche mit der lebendigen Kraft x die constante Summe a bildet, ebenso wie die beiden andern Gröfsen x und a, ***stets positiv*** ist, sowohl wenn die beiden elektrischen Theilchen e und e' ***gleichartig***, als auch wenn sie ***ungleichartig*** sind.

1) Statt ee' kann $\mu\varepsilon \,.\, \mu\varepsilon'$ (nämlich der *absosute Werth* von ee') gesetzt werden, wodurch erreicht wird, dafs ϱ stets einen *positiven* Werth hat; nur mufs alsdann auch die Arbeit U nach ihrem *absoluten Werthe* genommen werden, damit das aufgestellte Gesetz gilt.

Dieser *positive* Werth resultirt aus der nach dem zweiten Gesetze sich ergebenden Gleichung $U = \frac{r}{\varrho} V$ (worin $V = \frac{ee'}{r}\left(1 - \frac{1}{cc}\frac{dr^2}{dt^2}\right)$ das *Potential* der beiden Theilchen e und e', und $\varrho = \frac{ee'}{a}$ eine *aus der Natur der Elektricität und der Theilchen e und e' bestimmbare Entfernung ist*), weil je nachdem e und e' entweder gleichartig oder ungleichartig sind, die Gröfsen V und ϱ beide zugleich entweder positiv oder negativ sind, der Quotient $\frac{V}{\varrho}$ also *stets positiv* bleibt. Es ist dabei zu bemerken, dafs, wenn es Bedenken finden sollte, einen *negativen Werth von* ϱ, als Entfernung zweier Punkte von einander, in der Rechnung zuzulassen, wie schon in der Note zum dritten Gesetz bemerkt worden, statt $\varrho = \frac{ee'}{a}$, was für ungleichartige elektrische Theilchen negativ ist, $\varrho = \frac{\mu\varepsilon \,.\, \mu\varepsilon'}{a}$ gesetzt werden kann, was *stets positiv* ist, wo dann aber zugleich U statt der *Arbeit* $\frac{ee'}{\varrho}\left(1 - \frac{1}{cc}\frac{dr^2}{dt^2}\right)$, welche für ungleichartige Theilchen *negativ* ist, dem *absoluten Werthe* dieser Arbeit, $\pm\frac{ee'}{\varrho}\left(1 - \frac{1}{cc}\frac{dr^2}{dt^2}\right) = \mu^2\frac{\varepsilon\varepsilon'}{\varrho}\left(1 - \frac{1}{cc}\frac{dr^2}{dt^2}\right)$, gleich gesetzt werden mufs.

Zweitens ist zu bemerken, dafs wenn, wie es hier geschehen, das Grundgesetz der Elektrostatik den elektrodynamischen hinzugefügt wird, das eine elektrodynamische Gesetz, nämlich das Gesetz der Abhängigkeit des Potentials zweier Theilchen von ihrer Entfernung *bei gleicher relativer Bewegung*, ganz wegfallen kann, weil es nämlich in den beiden andern Gesetzen wesentlich schon enthalten ist und aus ihnen abgeleitet werden kann.

Denn aus dem *ersten* Gesetze, dem Grundgesetze der Elektrostatik, ergiebt sich das *Potential* V für $x = o$ von den 3 variabeln Gröfsen e, e', r abhängig, und zwar 3 Faktoren E, E' und R proportional, deren jeder nur *eine* dieser

Gröſsen enthält, wonach V, für $x = o$, durch folgende Gleichung bestimmt wird:

$$V = A \,.\, E E' R.$$

Aus dem *dritten* Gesetze dagegen folgt, daſs das *Potential* V für $r = \varrho$ von den variabeln Gröſsen e, e', x abhängt, und 3 Factoren E, E', X proportional ist, deren jeder nur *eine* dieser Gröſsen enthält, wonach V, für $r = \varrho$, durch folgende Gleichung bestimmt wird:

$$V = B \,.\, E E' X.$$

Hierin ist nun $E = e$, $E' = e'$ $R = \frac{1}{r}$, $X = \left(1 - \frac{x}{a}\right)$, und auſserdem ergiebt sich der Werth der Constanten A gleich dem Werthe von X für $x = o$, und der Werth der Constanten B gleich dem Werthe von R für $r = \varrho$.

Hieraus läſst sich schlieſsen, daſs E, E', R, X, oder e, e', $\frac{1}{r}$, $\left(1 - \frac{x}{a}\right)$ stets Factoren von V sind, und daſs auſserdem nur die Möglichkeit noch eines Factors, nämlich des Factors $(1 + f(r, x))$, gegeben ist, worin $f(r, x)$ eine solche Function von r und x sein müſste, welche sowohl für $r = \varrho$ als auch für $x = o$ verschwände.

Hiernach ist also $V = E E' R X = \frac{ee'}{r}\left(1 - \frac{x}{a}\right)$ jedenfalls die *einfachste*, nach dem ersten und dritten Gesetze zulässige Bestimmung von V, welche sich aus diesen beiden Gesetzen ergiebt, unabhängig vom zweiten Gesetze, welches selbst vielmehr aus der nunmehr gewonnenen Bestimmung von $V = \frac{ee'}{r}\left(1 - \frac{x}{a}\right)$ abgeleitet werden kann. Denn aus dieser Bestimmung ergiebt sich für zwei Werthe von V, nämlich V' und V'', welche für gleichen Werth von x, aber für verschiedene Werthe von r, nämlich r' und r'', gelten, folgende Proportion:

$$V' : V'' = \frac{ee'}{r'}\left(1 - \frac{x}{a}\right) : \frac{ee'}{r''}\left(1 - \frac{x}{a}\right) = r'' : r',$$

eine mit dem zweiten Gesetze *ganz identische* Bestimmung.

Eine Complication des Gesetzes aber, wie durch Hinzufügung noch eines Factors $(1 + f(r, x))$ entstehen würde,

ist ohne nachgewiesene Nothwendigkeit in keiner Weise als zulässig zu erachten.

Es ergiebt sich hieraus das *Resultat*, dafs statt der oben angeführten drei Grundgesetze schon deren zwei genügen, nämlich:

1) das Grundgesetz der Elektrostatik, und
2) das Princip der Energie;

denn man sieht leicht ein, dafs das Grundgesetz, welches oben als *drittes* zuletzt gestellt war, das *Princip der Energie* selbst ist, dessen Wesen darin besteht, dafs die *relative lebendige Kraft* x zweier Theilchen e und e' zwar bald gröfser bald kleiner ist, dafs aber aufser dieser lebendigen Kraft in den beiden Theilchen auch noch ein *Aequivalent von lebendiger Kraft* vorhanden ist, welches bei jeder Vergröfserung der lebendigen Kraft eine Verminderung erleidet, und umgekehrt, so dafs die *Summe jener lebendigen Kraft und des gleichzeitig vorhandenen Aequivalents einen constanten Werth* habe, welcher mit a bezeichnet wird. Zugleich erkennt man, dafs die im Ausspruche des obigen Grundgesetzes mit U bezeichnete Gröfse *das aufser der lebendigen Kraft x im Theilchenpaare vorhandene Aequivalent von lebendiger Kraft ist.*

Zu einem ähnlichen Resultate, wie das hier gefundene, ist C. Neumann in seinen „Principien der Elektrodynamik", Tübingen 1868 gelangt, wonach nämlich ganz dasselbe, was hier durch das *Princip der Energie* in Verbindung mit dem Grundgesetze der Elektrostatik erreicht wird, durch das von ihm aufgestellte *Fortpflanzungsgesetz der Potentiale* in Verbindung mit dem Grundgesetze der Elektrostatik erreicht worden war. Es wird dadurch ein Zusammenhang zwischen jenem Principe der Energie und diesem Fortpflanzungsgesetze der Potentiale hergestellt, welcher zu einer Erklärung des einen aus dem andern führen zu müssen scheint. Siehe über dieses Fortpflanzungsgesetz der Potentiale auch noch die Mathematischen Annalen Bd. I, S. 317 und die Abhandlungen d. K. S. Ges. d. Wiss. XVIII, S. 103 ff.

II.

Bemerkungen zum Aufsatz im Jubelbande dieser Annalen S. 199.

Nach Unterscheidung der Eigenschaften einzelner Theilchen und der Eigenschaften von Theilchenpaaren ist in dem angeführten Aufsatze der Satz ausgesprochen worden, daſs einem System von *drei* oder mehreren Theilchen keine Eigenschaften zukommen, welche in den Eigenschaften der einzelnen Theilchen und Paare nicht schon enthalten wären, und es ist demgemäſs als Merkmal eines wahren *Grundgesetzes* angegeben worden, daſs in demselben nichts weiter in Betracht gezogen werde, als die *Beschaffenheit* und die *gegenseitigen Verhältnisse* der ein Paar bildenden Theilchen, und die unter diesen Verhältnissen *aus ihrer Wechselwirkung bei jeder Entfernungsänderung entspringende Arbeit.* Für ein so darzustellendes *Grundgesetz* kommen hienach als veränderliche Gröſsen nur die *Zeit t*, die *relative Entfernung r* der beiden Theilchen, ihre *relative Geschwindigkeit* $\frac{dr}{dt}$ und Functionen dieser Gröſsen in Betracht.

Dies vorausgesetzt ergiebt sich als eine an das *Princip der Energie* als Grundgesetz zu stellende Forderung, daſs es von einem Theilchenpaare gelten muſs unter allen Verhältnissen, unter welchen sich dasselbe befinden möge, sey es allein im Weltenraume oder seyen auſser ihm beliebige andere Theilchen noch vorhanden, und daſs im letztern Falle im Ausspruche des Princips weder Beschaffenheit noch Verhältnisse anderer Theilchen in Betracht gezogen werden dürfen.

Es kann sich hienach im *Principe der Energie* als einem Grundgesetze nur um die dem Theilchenpaare selbst und ihm ausschlieſslich zugehörigen *Energien* handeln. Eine solche Energie ist die relative lebendige Kraft des Theilchenpaares, welche seine *Bewegungsenergie* heiſst. Da sich nun aber diese Bewegungsenergie eines Theilchenpaares ändert, so setzt das Princip der Energie nothwendig noch die Existenz einer *andern Energie* im Theilchenpaare vor-

aus, damit eine *unveränderliche Energiesumme* ermöglicht werde. Und diese *andere Energie* mufs sich gleichfalls ändern, und zwar in der Art, dafs eine Verminderung derselben stets mit einer Vergröfserung der Bewegungsenergie verbunden ist, und umgekehrt. Das Wesen der *zweiten Energie* besteht also darin, dafs in Folge jeder Verkleinerung oder Vergröfserung derselben *neue lebendige Kraft erzeugt oder vorhandene lebendige Kraft vernichtet werde.*

Lebendige Kraft wird nun aber durch Arbeit erzeugt oder vernichtet, zum Beispiel durch die aus der Wechselwirkung der beiden Theilchen selbst bei jeder Entfernungsänderung entspringende Arbeit. Die thatsächliche Existenz solcher Arbeit setzt aber ein in der Wechselwirkung der Theilchen begründetes *Arbeitsvermögen* voraus, ein Vermögen lebendige Kraft zu erzeugen oder zu vernichten, und dieses nach der Gröfse der lebendigen Kraft, welche erzeugt oder vernichtet werden kann, zu bemessende *Arbeitsvermögen* ist die *zweite Energie des Theilchenpaares*, welche gröfser oder kleiner ist, je nachdem die *erste Energie*, nämlich die lebendige Kraft des Theilchenpaares, kleiner oder gröfser ist, so dafs die *Summe beider Energien*, nämlich der *lebendigen Kraft* und des *Arbeitsvermögens* des Theilchenpaares, unverändert bleibt.

Hieraus entnehmen wir nun für die Definition des *Arbeitsvermögens als Energie*, folgende nähere Bestimmungen. *Erstens*, das Arbeitsvermögen zweier Theilchen e und e' ist eine ihnen, bei *gegebener Bewegungsenergie* (das heifst bei gegebener relativen lebendigen Kraft der Theilchen), *stets zukommende Eigenschaft.*

Zweitens, diese Eigenschaft wird ihrer Gröfse nach durch die Arbeit bestimmt, welche in Folge der Wechselwirkung beider Theilchen *bei einer gewissen näher zu bestimmenden Entfernungsänderung* geleistet werden würde. Diese noch *näher zu bestimmende Entfernungsänderung* ist aber keine solche, welche *wirklich* stattfände oder stattfinden könnte (welche nämlich mit der vorhandenen Entfernung r beginnen müfste), sondern ist eine blos *virtuelle*

Entfernungsänderung, welche mit einer von der vorhandenen Entfernung r ganz unabhängig bestimmten Entfernung ϱ, in welche die Theilchen versetzt gedacht werden müssen, beginnt. Denn die bei irgend einer, mit der vorhandenen Entfernung r beginnenden, Entfernungsänderung geleistete Arbeit würde zur Bestimmung der Gröfse des Arbeitsvermögens nicht dienen können, weil sie von r abhängig wäre, und daher auch *bei unveränderter relativer lebendiger Kraft der Theilchen*, mit r zugleich, verschiedene Werthe annehmen würde, während auf eine fingirte Versetzung der Theilchen in eine immer gleiche, von der vorhandenen Entfernung r unabhängig bestimmbare, Entfernung ϱ, eine Entfernungsänderung folgend gedacht werden kann, zwischen fixen Gränzen ϱ und ϱ', bei welcher in Folge der Wechselwirkung beider Theilchen *eine immer gleiche Arbeit geleistet werden würde, die ihrem absoluten Werthe nach (denn positive oder negative Arbeit ist für das Arbeitsvermögen von gleicher Bedeutung) als Maafs einer dem Theilchenpaare zukommenden Eigenschaft dienen kann. Es versteht sich dabei von selbst, dafs bei dieser fingirten Versetzung der Theilchen aus der Entfernung r in die Entfernung ϱ die relative lebendige Kraft der Theilchen unverändert geblieben gedacht werden mufs.*

Bezeichnet nun R die aus der Wechselwirkung resultirende Abstofsungskraft der beiden Theilchen e und e', und $\varrho' - \varrho$ die gedachte, auf die fingirte Versetzung folgende Entfernungsänderung der Theilchen; so wird das *Arbeitsvermögen* U dieser Theilchen durch die Formel:

$$U = \pm \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\varrho'} R\, d\sigma$$

dargestellt, wo das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem die beiden Theilchen gleichartig oder ungleichartig sind.

In dieser Formel ist R eine Function von σ, aber nicht immer dieselbe, was nur der Fall seyn würde, wenn

$\frac{d\sigma}{dt} = o$ wäre, wo nach elektrostatischem Gesetze $R = \frac{ee'}{\sigma\sigma}$ immer dieselbe Function von σ sein würde. Wenn $\frac{d\sigma}{dt}$ nicht Null ist, ist R eine Function von σ und $\frac{d\sigma}{dt}$, und $\frac{d\sigma}{dt}$ ist nicht immer dieselbe Function von σ, wie daraus einleuchtet, dafs ***erstens*** die ***anfänglichen Werthe*** von σ und $\frac{d\sigma}{dt}$ beliebig gegeben seyn können, wonach also für gleiche Werthe von σ sehr verschiedene Werthe von $\frac{d\sigma}{dt}$ gegeben seyn können; und dafs ***zweitens*** bei gleicher Entfernungsänderung die relative Geschwindigkeit $\frac{d\sigma}{dt}$ sehr verschiedene Aenderungen nach Verschiedenheit der ***äufseren Kräfte,*** welche auf die Theilchen wirken, erleiden kann.

Ist nun R eine Function von σ und $\frac{d\sigma}{dt}$, so wird auch das ***unbestimmte Integral*** $\int R\,d\sigma$ eine solche Function seyn; aber das ***bestimmte Integral*** $\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\varrho'} R\,d\sigma$ wird blos vom Anfangs- und Endwerthe von σ, nämlich von ϱ und ϱ', und den diesen Werthen zugehörigen Differentialquotienten abhängen.

Soll nun das ***bestimmte Integral*** $\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\varrho'} R\,d\sigma$ das ***Arbeitsvermögen zweier Theilchen, welche die relative Geschwindigkeit r' besitzen,*** ausdrücken; so ist schon bemerkt worden, dafs die in der Entfernung r vorhandene relative Geschwindigkeit r' bei der fingirten Versetzung der Theilchen in die Entfernung ϱ, unverändert erhalten gedacht werden müsse, so dafs $\frac{d\sigma}{dt} = r'$ für $\sigma = \varrho$ gegeben ist, wodurch ***die Abhängigkeit des Arbeitsvermögens U von r'*** bestimmt wird.

Eine gleiche Abhängigkeit des Arbeitsvermögens U würde

nun aber auch von dem Werthe von $\frac{d\sigma}{dt}$, welcher dem Endwerthe $\sigma = \varrho'$ zugehört, statt finden, den Fall ausgenommen wo $\varrho' = \infty$ ist, in welchem Falle eine solche Abhängigkeit nicht statt zu finden braucht. Es folgt hieraus, daſs $\varrho' = \infty$ gesetzt werden muſs, weil die Formel U als Definition des *Arbeitsvermögens zweier die relative Geschwindigkeit r' besitzenden Theilchen* von keiner andern relativen Geschwindigkeit abhängig seyn kann als von r', nämlich derjenigen, welche die Theilchen in dem Augenblicke, in welchem ihr Arbeitsvermögen betrachtet wird, wirklich besitzen.

Das *Arbeitsvermögen U* der Theilchen e und e' wird hienach, wenn $\varrho' = \infty$ gesetzt wird, durch die Formel ausgedrückt:

$$U = \pm \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\infty} R\, d\sigma,$$

worin R eine Function von σ und $\frac{d\sigma}{dt}$ ist, und $\frac{d\sigma}{dt}$ eine Function von σ ist, welche für $\sigma = \varrho$ den Werth r' besitzt, d. i. die relative Geschwindigkeit der Theilchen, deren Arbeitsvermögen bestimmt werden soll.

Was endlich die Gröſse ϱ betrifft, so wird diese dadurch bestimmt, daſs sich nur *eine endliche Entfernung zweier elektrischer Theilchen* angeben läſst, welche, ganz unabhängig von der vorhandenen Entfernung r, blos aus der Natur der Elektricität im Allgemeinen und der beiden Theilchen im Besondern bestimmbar ist, nämlich aus der dem Theilchenpaare zukommenden unveränderlichen Energiesumme a, und aus den nach dem Grundgesetze der Elektrostatik von jedem der beiden Massentheilchen ε und ε' auf ein ihm gleiches Theilchen in der Entfernungseinheit ausgeübten Abstoſsungskräften $\mu^2 \varepsilon^2$ und $\mu^2 \varepsilon'^2$, nach der Formel $\varrho = \mu^2 . \frac{\varepsilon\varepsilon'}{a}$. Setzt man $\mu\varepsilon = \pm e$, $\mu\varepsilon' = \pm e'$, wo das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem das Massentheilchen der positiven oder negativen Elek-

tricität angehört; so kann ϱ, was stets positiv ist, $= \pm \frac{ee}{a'}$ gesetzt werden, wo das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem die beiden Theilchen gleichartig oder ungleichartig sind.

Anmerkung. Soll in der Formel U selbst ausgedrückt werden, dafs R eine Function von σ und $\frac{d\sigma}{dt}$ sey, und dafs $\frac{d\sigma}{dt}$ eine Function von σ sey, welche für $\sigma = \varrho$ den Werth r' besitze, d. i. die *gegebene* relative Geschwindigkeit der Theilchen, deren *Arbeitsvermögen* bestimmt werden soll; so würde *erstens* $R\left(\sigma, \frac{d\sigma}{dt}\right)$ für R gesetzt werden können, *zweitens* würde für $\frac{d\sigma}{dt}$, um es als Function von σ zu bezeichnen, $f(\sigma)$ zu setzen seyn, und *drittens* endlich, um diese Function $f(\sigma)$, welche nämlich hier für $\sigma = \varrho$ *den gegebenen Werth* r' annehmen soll, von andern Functionen $f(\sigma)$ zu unterscheiden, welche *den gegebenen Werth* r' für andere Werthe von σ annehmen, kann dem Functionszeichen f *derjenige Werth von* σ, *für welchen die Function den gegebenen Werth annimmt*, besonders hinzugefügt werden, hier also $f_\varrho(\sigma)$ für $f(\sigma)$ geschrieben werden. Man erhält hienach das *Arbeitsvermögen* ausgedrückt durch:

$$U = \pm \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\infty} R\left[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)\right]\, d\sigma,$$

und die *gegebene relative Geschwindigkeit:*

$$r' = f_\varrho(\varrho).$$

Von den beiden Theilchen, welche zum Zweck der Bestimmung ihres Arbeitsvermögens U aus der Entfernung $\sigma = r$, in welcher sie sich wirklich befinden, mit Beibehaltung der relativen Geschwindigkeit r', welche sie wirklich besitzen, in die Entfernung $\sigma = \varrho$ versetzt gedacht wurden, würde nun aber in Folge ihrer Wechselwirkung auch *bei wirklicher Versetzung aus der vorhandenen Ent-*

fernung $\sigma = r$ bis $\sigma = \infty$ *eine Arbeit geleistet werden, welche das Potential der Theilchen genannt wird* und mit V bezeichnet zu werden pflegt. Nach der für U angegebenen Bezeichnungsweise erhält man *den Ausdruck dieses Potentials*:

$$V = \int_{\sigma = r}^{\sigma = \infty} R\,[\sigma,\ f_r(\sigma)]\,d\sigma,$$

und die *gegebene relative Geschwindigkeit*:

$$r' = f_r(r).$$

Nach der gegebenen Definition vom *Arbeitsvermögen* zweier Theilchen e und e', als *Arbeitsenergie*, wodurch zusammen mit der *relativen lebendigen Kraft als Bewegungsenergie* die Energien der beiden Theilchen e und e' vollständig bestimmt sind, und nach dem ausgesprochenen *Principe der Energie*, als dem *Gesetze der unveränderlichen Summe beider Energien*, kann nun die Aufgabe gestellt werden:

> aus dem *Principe der Energie* in Verbindung mit dem *Grundgesetze der Elektrostatik* die Kraft R zu ermitteln, mit welcher zwei beliebig bewegte elektrische Theilchen e und e' wechselseitig auf einander wirken.

Denn da aus dem *Grundgesetze der Elektrostatik* die Kraft bestimmt wird, mit welcher zwei elektrische Theilchen e und e', *wenn ihre relative lebendige Kraft Null ist*, auf einander wirken, und da ferner aus dem *Princip der Energie* bestimmt wird, *was in der Wechselwirkung zweier elektrischer Theilchen e und e' geändert wird*, wenn ihre relative lebendige Kraft nicht Null, sondern $= x$ ist (dafs nämlich die *Zunahme der Bewegungsenergie* der beiden Theilchen um die Gröfse x mit einer *Abnahme der Arbeitsenergie* um dieselbe Gröfse x verbunden ist); so scheint daraus hervorzugehen, dafs aus dem *Principe der Energie in Verbindung mit dem Grundgesetze der Elektrostatik* das allgemeine, Elektrostatik und Elektrodynamik zugleich um-

fassende Gesetz der Kraft, mit welcher zwei elektrische Theilchen e und e' wechselseitig auf einander wirken, müsse abgeleitet werden können.

Das *Princip der Energie* giebt hiezu folgende Formeln, nämlich *erstens*, *die Formel der Bewegungsenergie* (oder relativen lebendigen Kraft) der beiden Theilchen, welche die Massen ε und ε' besitzen:

$$\xi = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon\varepsilon'}{\varepsilon+\varepsilon'} \cdot \frac{d\sigma^2}{dt^2},$$

woraus folgt, wenn für die vorhandene Entfernung $\sigma = r$ die relative Geschwindigkeit mit r', die relative lebendige Kraft mit x bezeichnet wird,

$$x = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon\varepsilon'}{\varepsilon+\varepsilon'} \cdot r'r'; \tag{1}$$

zweitens die Formel der Arbeitsenergie, nämlich

$$U = \pm\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\infty} R\,[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)]\,d\sigma, \tag{2}$$

wo $f_\varrho(\sigma) = \frac{d\sigma}{dt}$ eine Function von σ bezeichnet, welche für $\sigma = \varrho$ den gegebenen Werth r' besitzt;

und *drittens*, das *Gesetz der constanten Energiesumme*, welches in folgender Formel ausgesprochen wird:

$$x + U = a. \tag{3}$$

Zu diesen *drei* durch das *Princip der Energie* gegebenen Formeln kommt *viertens*, die Formel für das *Grundgesetz der Elektrostatik* noch hinzu, nämlich das Gesetz der Abstofsungskraft R, mit welcher zwei Theilchen e und e' bei relativer Ruhe aus der Entfernung σ auf einander wirken:

$$R = \frac{ee'}{\sigma\sigma}. \tag{4}$$

Für $\xi = o$, wo auch $x = o$ ist, geht der Ausdruck der elektrodynamischen Kraft $R\,[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)]$ in den Ausdruck der elektrostatischen Kraft $R = \frac{ee'}{\sigma\sigma}$ über, und man findet aus Gleichung (2) und Gleichung (3), für $x = o$,

$$U = \pm\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\,d\sigma = \pm\frac{ee'}{\varrho} = a.$$

Bezeichnet man ferner in Gleichung (1) den Werth von r' für $x = a = \pm \frac{ee'}{\varrho}$ mit c, wonach $\pm \frac{ee'}{\varrho} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \varepsilon'}{\varepsilon + \varepsilon'} . cc$ erhalten wird, und substituirt den hieraus sich ergebenden Werth von $\frac{1}{2} \frac{\varepsilon \varepsilon'}{\varepsilon + \varepsilon'} = \pm \frac{ee'}{\varrho cc}$ in Gleichung (1); so findet man

$$x = \pm \frac{ee'}{\varrho} . \frac{r'r'}{cc} .$$

Setzt man nun diesen Werth von x und den vorher gefundenen Werth von $a = \pm \frac{ee'}{\varrho}$ in Gleichung (3); so erhält man mit Zuziehung von Gleichung (2):

$$U = \pm \frac{ee'}{\varrho} \left(1 - \frac{r'r'}{cc}\right) = \pm \int_{\sigma = \varrho}^{\sigma = \infty} R\,[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)]\, d\sigma.$$

Es ist nun identisch:

$$- d . \frac{ee'}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} \frac{d\sigma^2}{dt^2}\right) = \frac{ee'}{\sigma\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} \frac{d\sigma^2}{dt^2} + \frac{2\sigma}{cc} \frac{dd\sigma}{dt^2}\right) d\sigma,$$

woraus das unbestimmte Integral folgt:

$$- \frac{ee'}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} \frac{d\sigma^2}{dt^2}\right) = \int \frac{ee'}{\sigma\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} \frac{d\sigma^2}{dt^2} + \frac{2\sigma}{cc} \frac{dd\sigma}{dt^2}\right) d\sigma.$$

Wird nun hierin $\frac{d\sigma}{dt} = f_\varrho(\sigma)$ gesetzt, was eine Function von σ bezeichnet, welche für $\sigma = \varrho$ den gegebenen Werth r' besitzt; so ergiebt sich:

$$- \frac{ee'}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} [f_\varrho(\sigma)]^2\right) = \int \frac{ee'}{\sigma\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} [f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc} \frac{d . f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma,$$

und wenn man dieses Integral zwischen den Gränzen $\sigma = \varrho$ und $\sigma = \infty$ nimmt, erhält man:

$$\frac{ee'}{\varrho} \left(1 - \frac{1}{cc} [f_\varrho(\varrho)]^2\right) = \int_{\sigma = \varrho}^{\sigma = \infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} [f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc} \frac{d . f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma,$$

folglich, da $f_\varrho(\varrho) = r'$ und $\frac{ee'}{\varrho} \left(1 - \frac{r'r'}{cc}\right) = \int_{\sigma = \varrho}^{\sigma = \infty} R\,[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)]\, d\sigma$ ist,

$$\int_{\sigma = \varrho}^{\sigma = \infty} R\,[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)]\, d\sigma = \int_{\sigma = \varrho}^{\sigma = \infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma} \left(1 - \frac{1}{cc} [f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc} \frac{d . f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma.$$

Die einfachste Annahme, um dieser Formel zu genügen, besteht darin, dafs

$$R\,[\sigma,\ f_\varrho(\sigma)] = \frac{e\,e'}{\sigma\,\sigma}\left(1 - \frac{1}{c\,c}\,[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\,\frac{d\,.\,f_\varrho(\sigma)}{dt}\right)$$

gesetzt wird.

Im Ausdruck für das *Arbeitsvermögen U* ist $f_\varrho(\sigma)$ für $\frac{d\sigma}{dt}$ gesetzt worden, um dadurch eine Function von σ zu bezeichnen, welche für $\sigma = \varrho$ den gegebenen Werth r' besitzt.

Im Ausdrucke des ***Potentials V*** würde nun ebenso $f_r(\sigma)$ für $\frac{d\sigma}{dt}$ zu setzen seyn, um dadurch eine Function von σ zu bezeichnen, welche für $\sigma = r$ den gegebenen Werth r' besäfse, und man würde daraus auf ähnliche Weise erhalten:

$$R\,[\sigma,\ f_r(\sigma)] = \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{c\,c}\,[f_r(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{c\,c}\,.\,\frac{d\,.\,f_r(\sigma)}{dt}\right).$$

In diesem letzteren Falle, wo $\sigma = r$ und $\frac{d\sigma}{dt} = r'$ die wirklich vorhandene Entfernung und die wirklich vorhandene Geschwindigkeit sind, pflegt man jedoch das Functionszeichen $f_r(\sigma)$ gar nicht zu gebrauchen, sondern $\frac{d\sigma}{dt}$ unverändert in der Formel stehen zu lassen. Auch kann man dann die besondere Bezeichnung der Abstofsungskraft beider Theilchen als Function von σ und $\frac{d\sigma}{dt}$ durch Beifügung dieser Variabeln unter dem Functionszeichen R, nämlich $R\left(\sigma, \frac{d\sigma}{dt}\right)$ weglassen und dafür blos R setzen. Geschieht dies nun, so erhält man das allgemeine Gesetz der Kraft R, mit welcher zwei beliebig bewegte elektrische Theilchen e und e' wechselseitig auf einander wirken, durch folgende Formel dargestellt:

$$R = \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{c\,c}\,\frac{d\,\sigma^2}{dt^2} + \frac{2\sigma}{c\,c}\,\frac{d\,d\,\sigma}{dt^2}\right).$$

Schliefslich soll nun von dem hier aufgestellten *Principe der Energie* noch Anwendung auf das von C. Neumann in den „Principien der Elektrodynamik", Tübingen 1868, S. 37, und in den Berichten d. K. S. Gesellsch. d. Wissensch. 1871, Art. 20, S. 399 aufgestellte Gesetz gemacht werden, dessen Uebereinstimmung mit obigem Principe besonders nachzuweisen nicht ohne Interesse seyn dürfte.

Dieses Gesetz lautet nach dem von Neumann an letzterer Stelle gegebenen Ausspruche:

> „Bewegt sich ein System von beliebig vielen Theilchen $M + \mu$ unter Einwirkung gegebener äufserer Kräfte, so wird für jedes Zeitelement dt die Formel statt finden:
>
> $$d(T + U^0 + U - V) = dS,$$
>
> d. h. für jeden Zeitraum wird der Zuwachs des Systems an *Energie* gleich grofs seyn mit der vom Systeme während dieses Zeitraums consumirten Arbeit. Dabei ist unter der *Energie* des Systems der nur von seinem augenblicklichen Zustande (d. i. von den Coordinaten und Geschwindigkeiten) abhängende Ausdruck $T + U^0 + U - V$ zu verstehen, wo T die lebendige Kraft, U^0 das ordinäre Potential des Systems, U das elektrostatische und V das elektrodynamische bezeichnet".

Das *Arbeitsvermögen* oder die *Arbeitsenergie* U zweier elektrischer Theilchen e und e' (welche sich in irgend einer, aber bestimmten, Entfernung r von einander befinden und irgend eine, aber bestimmte, relative lebendige Kraft x besitzen), ist

$$U = \int\limits_{\sigma=\varrho}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\,\frac{d.f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma$$

gefunden worden, worin $f_\varrho(\sigma) = \frac{d\sigma}{dt}$ eine solche Function von σ bezeichnet, deren Werth für $\sigma = \varrho$ durch die vorhandene lebendige Kraft x gegeben ist, nämlich durch die Gleichung:

$$\pm\frac{ee'}{\varrho cc}[f_\varrho(\varrho)]^2 = x \text{ oder } f_\varrho(\varrho) = c\sqrt{\pm\frac{\varrho x}{ee'}}.$$

Obiger Werth von U läfst sich nun als Summe zweier Theile darstellen, nämlich:

$$U = \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r}\frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d.f_\varrho(\sigma)}{dt}\right)d\sigma$$

$$+\int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty}\frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d.f_\varrho(\sigma)}{dt}\right)d\sigma.$$

Da nun hierin über die Function $f_\varrho(\sigma)$ im Allgemeinen weiter nichts bestimmt ist als blos ihr Werth für $\sigma = \varrho$, der sich aus der Gleichung $\pm\frac{ee'}{\varrho cc}[f_\varrho(\varrho)]^2 = x$ ergiebt, nämlich $f_\varrho(\varrho) = c\sqrt{\pm\frac{\varrho x}{ee'}}$, so können im Allgemeinen sehr verschiedene Functionen von σ für $f_\varrho(\sigma)$ gesetzt werden.

Wirklich genau bestimmbar würde die Function $f_\varrho(\sigma)$ nur dann seyn, wenn es sich um eine *wirkliche Versetzung* der Theilchen e und e' handelte, wo alle Verhältnisse, von denen die Function $f_\varrho(\sigma)$ abhängt, wirklich gegeben wären. Von einer *wirklichen Versetzung* von ϱ bis ∞ kann aber bei Theilchen nicht die Rede seyn, welche sich gar nicht in der Entfernung ϱ, sondern in der Entfernung r, befinden. Zum Zweck der Definition von U genügte es aber, sich die Versetzung der Theilchen von ϱ nach ∞ nur zu denken, nachdem man sich dieselben *vorher* von r nach ϱ versetzt gedacht hatte, und zwar in solcher Weise, dafs die relative lebendige Kraft der Theilchen in der Entfernung ϱ dieselbe wieder wäre, wie sie in der Entfernung r gewesen war, nämlich $x = \pm\frac{ee'}{\varrho cc}[f_\varrho(\varrho)]^2$, wodurch der Werth der Function $f_\varrho(\sigma)$ für $\sigma = \varrho$ bestimmt ist.

Wollte man sich nun ferner denken, dafs die weitere Versetzung der Theilchen, nämlich zunächst von ϱ bis r zurück, nur unter wechselseitiger Einwirkung der Theilchen selbst, *ohne Einwirkung äufserer Kräfte*, erfolgte; so würde,

da $f_\varrho(\sigma)$ für $\sigma = \varrho$ gegeben ist, nämlich $f_\varrho(\varrho) = c\sqrt{\pm \frac{\varrho x}{ee'}}$, der Werth von $f_\varrho(\sigma)$ für einen von ϱ verschiedenen Werth von σ, z. B. für $\sigma = r$, gefunden werden $= c\sqrt{\pm \frac{\varrho y}{ee'}}$, worin y durch folgende Gleichung zu bestimmen ist:

$$y - x = \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d.f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma,$$

das heifst, die Aenderung der relativen lebendigen Kraft während der Entfernungsänderung von ϱ bis r ist der von den Kräften der Wechselwirkung auf dem zurückgelegten Wege geleisteten Arbeit gleich.

Wenn aber aufser den aus der Wechselwirkung resultirenden Kräften noch andere *äufsere Kräfte P* auf die Theilchen während ihrer Entfernungsänderung wirkten und sie ebenfalls von einander zu entfernen (oder zu nähern) suchten; so würde y durch folgende Gleichung bestimmt werden:

$$y - x = \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d.f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma + S,$$

wenn $S = \int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r} P\,d\sigma$ die von den *äufseren Kräften* geleistete Arbeit bezeichnet.

Unter allen hiernach denkbaren Fällen befindet sich nun auch derjenige Fall, wo für den Werth $\sigma = r$, welcher der wirklichen Entfernung der die relative lebendige Kraft x besitzenden Theilchen, wofür U gesucht wird, gleich ist,

$$\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{df_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma + S = o,$$

also $y = x$ ist. Dies bedeutet, dafs die lebendige Kraft der beiden Theilchen am Ende der Entfernungsänderung der am Anfange nur dann gleich seyn kann, wenn die

während der Entfernungsänderung von den *Kräften der Wechselwirkung* geleistete Arbeit durch die von den *äufseren Kräften* geleistete Arbeit aufgehoben wird.

Ist nun aber die mit y bezeichnete relative lebendige Kraft der beiden Theilchen für die Entfernung $\sigma = r$, *am Ende* der im Integrale $\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma$ angegebenen Entfernungsänderung, dieselbe wie *am Anfang*, nämlich $= x$, so leuchtet ein, dafs derselbe Werth der lebendigen Kraft x auch für die Entfernung $\sigma = r$, *zu Anfang* der im Integrale $\int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma$ angegebenen weiteren Entfernungsänderung von r bis ∞ gilt. Hieraus leuchtet aber ein, dafs der Unterschied der Functionen $f_\varrho(\sigma)$ und $f_r(\sigma)$ verschwindet und

$$\int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma$$

dieselbe Arbeit bezeichnet wie

$$\int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_r(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_r(\sigma)}{dt}\right) d\sigma,$$

nämlich diejenige Arbeit, welche in Folge der Wechselwirkung der Theilchen, welche die angegebene lebendige Kraft x besitzen, bei einer Entfernungsänderung von r bis ∞ geleistet werden würde. Es ist also

$$\int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma$$

$$= \int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_r(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_r(\sigma)}{dt}\right) d\sigma = V.$$

Hiernach kann nun also der erste Theil von U, nämlich:

$$\int_{\sigma=\varrho}^{\sigma=r} \frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1 - \frac{1}{cc}[f_\varrho(\sigma)]^2 + \frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_\varrho(\sigma)}{dt}\right) d\sigma = -S,$$

und der zweite Theil von U, nämlich

$$\int_{\sigma=r}^{\sigma=\infty}\frac{ee'}{\sigma\sigma}\left(1-\frac{1}{cc}[f_{\varrho}(\sigma)]^2+\frac{2\sigma}{cc}\frac{d f_{\varrho}(\sigma)}{dt}\right)d\sigma = V$$

gesetzt werden, woraus sich ergiebt:

$$U = V - S,$$

und substituirt man diesen Werth in der Gleichung

$$U + x = a,$$

so erhält man folgende Gleichung:

$$V + x - S = a.$$

Für dieselben Theilchen, wenn sie in der Entfernung r_1 sich befinden, und die relative Kraft x_1 besitzen, ergiebt sich auf dieselbe Weise folgende Gleichung:

$$V_1 + x_1 - S_1 = a,$$

woraus für kleine Werthe von $r - r_1$ und $x - x_1$ die Differentialgleichung erhalten wird:

$$dV + dx - dS = o,$$

was dieselbe Gleichung ist, welche von Neumann a. a. O. aufgestellt worden ist. Nur hat Neumann die lebendige Kraft mit T, und das Potential, als aus einem elektrostatischen und einem elektrodynamischen Theile zusammengesetzt, mit $U - V$ bezeichnet, und hat endlich für den Fall, wo an den elektrischen Theilchen ponderable Massen hafteten, noch das aus der Wechselwirkung dieser ponderablen Massen resultirende Potential U^0 hinzugefügt, wonach er dasselbe Gesetz in folgender Gleichung ausgesprochen hat:

$$d(T + U^0 + U - V) = dS.$$

III.

Ueber die gegen das Grundgesetz der elektrischen Wirkung erhobenen Bedenken.

Wird das Grundgesetz der elektrischen Wirkung, wonach aus der Wechselwirkung zweier elektrischer Theilchen e und e' (in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt) die Abstofsungskraft $R = \frac{ee'}{rr}\left(1 - \frac{1}{cc}\frac{dr^2}{dt^2} + \frac{2r}{cc}\frac{ddr}{dt^2}\right)$ resultirt, in dem hier entwickelten Zusammenhange mit dem Principe der Energie betrachtet; so leuchtet ein, dafs bei

allen Anwendungen, die von jenem Gesetze gemacht werden sollen, um aus den *anfänglichen Verhältnissen* der Theilchen ihr späteres Verhalten zu bestimmen, diese *anfänglichen Verhältnisse* nicht ganz willkührlich angenommen werden dürfen. Sie dürfen nicht so angenommen werden, dafs in ihnen selbst schon Widersprüche mit dem zu Grunde gelegten Principe enthalten wären, was zum Beispiel der Fall seyn würde, wenn zwei elektrischen Theilchen eine solche *anfängliche relative lebendige Kraft* zugeschrieben würde, die für sich allein schon gröfser wäre, als die ganze nach jenem Principe unveränderliche Energiesumme der Theilchen.

Durch Annahme solcher in Widerspruch mit dem aufgestellten Principe stehender *anfänglicher Verhältnisse* kann man allerdings zu Folgerungen gelangen, deren Zulässigkeit mit Recht beanstandet werden darf, wodurch das Gesetz widerlegt erscheinen könnte, was jedoch wirklich nicht der Fall ist. Hierauf lassen sich einige von Helmholtz gegen das obige Gesetz erhobene Bedenken zurückführen. Zum Beispiel ist Helmholtz zu der Folgerung aus dem obigen Gesetze gelangt, dafs zwei Theilchen, mit anfänglicher zwar endlicher relativen Geschwindigkeit, die aber gröfser als c wäre (woraus sich die relative lebendige Kraft der Theilchen gröfser als die ganze dem Principe nach unveränderliche Energiesumme ergiebt), während einer endlichen Entfernungsänderung eine unendliche lebendige Kraft erreichen und also unendlich grofse Arbeit leisten würden. Auch die Möglichkeit eines *perpetuum mobile* würde daraus gefolgert werden können.

Diese Folgerungen fallen nun allerdings von selbst weg, wenn nach dem aufgestellten Principe mit *jeder Energie* der Begriff einer *wesentlich positiven Gröfse* verbunden wird, und alle zusammen genommen eine *endliche und unveränderliche Summe* bilden; aber sogar dann, wenn man einer Energie negative und ins Unendliche wachsende Werthe beizulegen für zulässig hielte, würden jene Folgerungen doch nicht nothwendig zur Verwerfung des

obigen Gesetzes führen, weil nämlich alsdann der Grund, diese Folgerungen für unzulässig zu erklären, nicht mehr vorhanden wäre. Denn es leuchtet ein, dafs, wenn *eine Energie* negativ wäre und *negativ unendlich* würde, eine *andere Energie* zugleich vorhanden seyn müfste, welche positiv wäre und positiv unendlich würde. Wäre nun diese ins Unendliche wachsende Energie die *Bewegungsenergie*; so wäre eine unerschöpfliche Quelle *lebendiger Kraft* gegeben, womit alle jene von Helmholtz für unzulässig erklärten Wirkungen würden hervorgebracht werden können.

An die soeben betrachteten Einwürfe gegen das Grundgesetz der elektrischen Wirkung, welche darauf beruhen, dafs das aufgestellte Princip der Energie nicht anerkannt wird, und dafs in Widerspruch damit stehende anfängliche Verhältnisse der elektrischen Theilchen angenommen werden, schliefsen sich nun ferner noch andere Einwürfe an, welche darauf beruhen, dafs Helmholtz bewiesen zu haben glaubt, dafs die von ihm als *kritisch* bezeichnete Entfernung ϱ nicht immer eine *moleculare* Entfernung sey. Er hat dies aber nur bewiesen, indem er der Entfernung ϱ eine ganz andere Bedeutung beigelegt hat, als ihr zum Zweck der Definition der *Arbeitsenergie* U zweier elektrischer Theilchen e und e' gegeben worden war. Hiernach war nämlich $\varrho = \frac{ee'}{a}$ blos vom Wesen der Elektricität und der beiden Theilchen e und e' abhängig, nämlich von den drei Gröfsen a, ee und $e'e'$, welche die constante Energiesumme des Theilchenpaares und die elektrostatischen Abstofsungskräfte bezeichnen, welche von den beiden Theilchen, von jedem auf ein ihm gleiches Theilchen, in der Einheit der Entfernung ausgeübt werden.

Helmholtz sagt dagegen a. a. O. S. 43: „Der Werth der Entfernung ϱ ist $\varrho = \frac{2ee'}{cc\mu}$." Es ist also hierin von Helmholtz μ für $\frac{2a}{cc}$ gesetzt worden. Helmholtz fährt sodann fort: „Ist das elektrische Theilchen nur mit

seiner eigenen Masse behaftet, so wird $\frac{e}{\mu}$ irgend einen bestimmten Werth β haben. Enthält μ auch noch ponderable Masse, so wird $\frac{e}{\mu} < \beta$ seyn.“ Hieraus leuchtet ein, daſs nach Helmholtz ϱ eine auch von der am elektrischen Theilchen e haftenden ponderablen Masse abhängige Gröſse ist, also eine ganz andere Bedeutung hat als in dem von mir aufgestellten Gesetze. Helmholtz fährt weiter fort: „Aber wenn auch $b = \frac{2e}{cc\mu}$ eine äuſserst kleine Gröſse ist, so ist ϱ doch nicht allein von b abhängig, sondern es ist $\varrho = be'$, und e' kann noch jede beliebige Gröſse haben, folglich auch ϱ. Dabei ist wohl zu beachten, daſs, wenn wir uns e' als eine kugelförmige Masse von bestimmter Dichtigkeit denken wollten, sey es als elektrisches Fluidum, sey es als einen mit Elektricität einer Art durchdrungenen oder bedeckten Isolator, bei wachsendem e' der Durchmesser dieser Kugel wie $\sqrt[3]{e'}$ oder wie $\sqrt[2]{e'}$ wachsen würde, je nachdem e' im Innern oder an der Oberfläche angesammelt ist, ϱ aber wie e' selbst, und daſs wir also durch entsprechende Vergröſserung von e' der Gröſse ϱ jede beliebige endliche Gröſse und ihrem Endpunkte jeden beliebigen Abstand von der Oberfläche der elektrischen Masse e' geben können.“

Die hier von Helmholtz gegebene Beschreibung des elektrischen Theilchens e' zeigt offenbar, wie verschieden dasselbe nach Helmholtz's Vorstellungsweise von jedem in der Natur wirklich vorhandenen seiner Gröſse und Masse nach gegebenen *Atome* ist. Man sieht leicht ein, daſs wenn man statt der in der Natur wirklich vorhandenen Körperatome mit unmeſsbar kleinen Massen, *Atome mit Weltkörpermassen* sich denken will, was Jedermann freisteht, selbstverständlich die Molecular- oder Atom-Distanzen in dieser gedachten Welt nicht so unmeſsbar klein seyn werden wie in der wirklichen Welt. Daſs solche Riesenatome übrigens in Gemäſsheit der Fiction von festen Verbindungen ponderabler Atome unter einander und mit elektrischen herstellbar seyn würden, leuchtet von selbst ein;

es dürfte dies aber gegen das Grundgesetz der elektrischen Wirkung, was mit solchen Fictionen in gar keinem Zusammenhange steht, nicht wohl geltend gemacht werden.

Wenn hiernach die von Helmholtz gehegten Bedenken, sowohl in Beziehung auf die Möglichkeit eines perpetuum mobile, als auch in Beziehung auf meſsbare Gröſse der kritischen Entfernung ϱ, hauptsächlich von Verschiedenheiten in Grundansichten und Grundvorstellungen herzurühren scheinen, so dürfte es sich dagegen mit folgendem Einwande anders verhalten. Ein von Helmholtz erhobener Einwand besteht nämlich wesentlich darin, daſs wie Helmholtz bewiesen zu haben glaubt, aus dem von mir aufgestellten Grundgesetze folge, „daſs in gewissen Fällen bei vorwärts treibender Kraft der (getriebene) Punkt μ rückwärts beschleunigt werde und umgekehrt.“

Dieser Beweis beruht nun aber wesentlich darauf, daſs Helmholtz sowohl in Borchardt's Journ., Bd. 75, S. 47, als auch im Monatsberichte der Akad. d. Wiss. zu Berlin 1872, April 18, S. 253 von einer *lebendigen Kraft* = $\frac{1}{2}\left(\mu - \frac{1}{cc}\frac{ee'}{r}\cos\theta^2\right) q^2$ spricht, wo q diejenige Geschwindigkeit ist, mit welcher sich die Masse μ bewegt, wo aber die Gröſse $-\frac{1}{cc}\frac{ee'}{r}\cos\theta^2$ gar keine *wirklich vorhandene Masse* ist, viel weniger eine mit der Geschwindigkeit q sich bewegende Masse. Was nun Hr. Helmholtz damit hat andeuten wollen, daſs er von der Gröſse $\left(\mu - \frac{1}{cc}\frac{ee'}{r}\cos\theta^2\right)$ sagt, nicht daſs sie die Masse, welche sich mit der Geschwindigkeit q bewege, *sey*, sondern daſs sie diese Masse *vertrete* (Borchardt's Journal Bd. 75, S. 48), oder daſs sie *gleichsam* diese Masse sey (Monatsbericht 1872, April 18, S. 253), habe ich nicht errathen können, und begreife daher auch nicht, wie Helmholtz mit Hülfe dieser Vergleichung dazu gelangt ist, „als Folge des Weber'schen Gesetzes“ zu finden, „daſs in gewiſsen Fällen bei vorwärtstreibender Kraft der Punkt μ rückwärts beschleunigt werde, und umgekehrt“.

Ebenso wenig begreife ich, wie jene Gröfse, die eine Masse nur *vertrete* oder *gleichsam* eine Masse sey, auf eine andere wirklich vorhandene Masse *stossen* könne, und wie die Bewegungen derselben *nach dem Zusammenstosse* aus den Gesetzen bestimmt werden können, welche gelten würden, wenn es sich um *wirklich vorhandene mit der Geschwindigkeit q bewegte Massen* handelte.

In Borchardt's Journal sowohl als auch im Monatsberichte der Berliner Akademie hat Hr. Helmholtz die von ihm aus meinem Grundgesetze entwickelte Gleichung der lebendigen Kraft angeführt, die sich für den Fall blos *eines* beweglichen Massenpunkts μ mit dem elektrischen Quantum e in einem Raume, welcher von einer gleichmäfsig mit Elektricität belegten Kugeloberfläche vom Halbmesser R begrenzt ist, auf folgende Gleichung reducirt, wo ε das Quantum Elektricität auf der Flächeneinheit der Kugeloberfläche bezeichnet, nämlich:

$$\tfrac{1}{2}\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc}\,.\,R\varepsilon e\right)q^2 - V + C = o.$$

V bezeichnet das Potential der *nicht elektrischen* Kräfte, und $\frac{dV}{ds}$ bezeichnet die *treibende Kraft,* wie Helmholtz angiebt. Es ergiebt sich aus dieser Gleichung durch Differentiation:

$$\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc}\,.\,R\varepsilon e\right)q\frac{dq}{ds} - \frac{dV}{ds} = o;$$

also wenn $\frac{dV}{ds}$ positiv ist, d. i. nach Helmholtz's Angabe *bei vorwärtstreibender Kraft*, wenn zugleich $\left(\mu - \frac{4\pi}{c}\,.\,R\varepsilon e\right)$ *negativ* ist, nimmt q ab, das heifst μ wird *rückwärts beschleunigt.*

Hierbei hat nun aber Helmholtz nur *einen Theil der treibenden Kraft* berücksichtigt, nämlich denjenigen, welcher sich aus dem Potential der *nicht elektrischen* Kräfte ergiebt. Den *anderen Theil der treibenden Kraft*, welcher aus dem *elektrischen Potential* $\left(\frac{4\pi}{6cc}R\varepsilon e\,.\,q^2\right)$ sich ergiebt, welches Potential von Helmholtz mit der lebendigen Kraft $\frac{1}{2}\mu q^2$

zusammen gezogen worden ist, blos weil es mit ihr den Factor q^2 gemein hat, hat Helmholtz gar nicht berücksichtigt, indem er sagt: *„bei vorwärtstreibender Kraft nimmt q ab, oder μ wird rückwärts beschleunigt, wenn $\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e\right)$ negativ ist“*. Es sollte statt dessen heifsen: Bei vorwärtstreibender *nicht elektrischer* Kraft wird μ rückwärts beschleunigt, wenn $\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e\right)$ negativ ist. Soll aber statt blos eines *Theils* der treibenden Kraft die *ganze treibende Kraft* in Rechnung gebracht werden, so erhält man aus der obigen Gleichung durch Differentiation:

$$\mu q \frac{dq}{ds} - \left(\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q \frac{dq}{ds} + \frac{dV}{ds}\right) = o,$$

wo $\left(\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q \frac{dq}{ds} + \frac{dV}{ds}\right)$ die *ganze treibende Kraft* ist, und hieraus folgt:

$$dq = \frac{ds}{\mu q}\left(\frac{4\pi}{3cc} \,.\, R\varepsilon e \,.\, q \frac{dq}{ds} + \frac{dV}{ds}\right),$$

das heifst, mit Rücksicht darauf, dafs $\frac{ds}{\mu q}$ stets positiv ist, *bei vorwärtstreibender ganzer Kraft* (elektrische und nicht elektrische zusammen genommen) *wird μ stets vorwärts beschleunigt* und umgekehrt, wobei es ganz gleichgültig ist, ob $\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e\right)$ einen positiven oder negativen Werth hat.

Nachdem auf diese Weise das scheinbar Ungereimte in den von Helmholtz aus meinem Grundgesetze gezogenen Folgerungen beseitigt ist, bleibt immer noch ein überraschendes Resultat übrig, nämlich dafs nach diesem Gesetze eine das Theilchen μ in seiner Bewegung *retardirende nicht elektrische* Kraft, welche durch einen negativen Werth von $\frac{dV}{ds}$ dargestellt wird, mittelbar eine elektrische Kraft $= \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q \frac{dq}{ds}$ zur Folge habe, welche das Theilchen μ in seiner Bewegung *beschleunige*, und zwar mehr beschleunige als es von ersterer Kraft retardirt wird.

Der *unmittelbare Grund* dieser elektrischen Kraft

$\left(\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q\frac{dq}{ds}\right)$ liegt nun aber nicht in der Kraft $\frac{dV}{ds}$, sondern, dem Grundgesetze gemäfs, in der vorhandenen *relativen Beschleunigung*, welche hier durch $q\frac{dq}{ds}$ dargestellt ist, woraus jene Kraft in angegebener Weise durch Multiplication mit $\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e$ erhalten wird. Die Beschleunigung $q\frac{dq}{ds}$ selbst aber resultirt, nach allgemeinem Bewegungsgesetze, nicht aus *einer*, sondern aus *allen vorhandenen Kräften*, also nicht blos aus der *nicht elektrischen* Kraft $\frac{dV}{ds}$, sondern auch aus der *elektrischen* Kraft $\left(\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q\frac{dq}{ds}\right)$ selbst, nämlich durch Division der Summe beider Kräfte durch μ, wonach

$$q\frac{dq}{ds} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{dV}{ds} + \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q\frac{dq}{ds}\right).$$

Hiernach können nun allerdings die Werthe der *Beschleunigung* $q\frac{dq}{ds}$ und der *elektrischen Kraft* $\left(\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q\frac{dq}{ds}\right)$ mittelbar auch als blos abhängig von der gegebenen *nicht elektrischen Kraft* $\frac{dV}{ds}$ dargestellt werden, nämlich:

$$q\frac{dq}{ds} = \frac{1}{\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e} \,.\, \frac{dV}{ds},$$

$$\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q\frac{dq}{ds} = \frac{\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e}{\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e} \,.\, \frac{dV}{ds}.$$

Wenn also der gegebene Werth von $\frac{dV}{ds}$ *negativ* ist, so würde sich bei sehr kleinem negativen Werthe von $\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e\right)$ aus einer *gegebenen*, die mit der Geschwindigkeit q bewegte Masse μ *rückwärts treibenden*, *nicht elektrischen* Kraft eine viel grössere, dieselbe Masse *vorwärts treibende elektrische* Kraft ergeben.

Und da einleuchtet, dafs der Nenner $\left(\mu - \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e\right)$ nur für einen positiven Werth von εe Null oder negativ

werden kann, d. h. nur dann, wenn die Elektricität, mit welcher die Kugeloberfläche belegt ist, von gleicher Art ist wie die Elektricität, welche an der beweglichen ponderablen Masse haftet, so ergiebt sich für $\mu > \frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e$ die elektrische Kraft $\left(\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e \,.\, q \frac{dq}{ds}\right)$ von *gleicher Richtung* wie die nicht elektrische Kraft $\frac{dV}{ds}$, und ihre *Gröfse*, welche für $\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e = \frac{1}{2}\mu$ der anderen Kraft gleich ist, wächst mit zunehmendem Werthe von $\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e$, bis sie für $\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e = \mu$ *unendlich* wird und dann das *Vorzeichen wechselt*.

Ein solcher Sprung in der *Grösse und Richtung* der elektrischen Kraft, nämlich von $+\infty$ zu $-\infty$ könnte nun, wenn er aus dem Gesetze wirklich folgte, als eine Verletzung der Stetigkeit, allerdings mit Recht Anstofs erregen; ein solcher Sprung tritt wirklich aber nach dem Gesetze gar nicht ein, weil nämlich die Masse μ mit ihrer Ladung e in Folge der ihr ertheilten immer wachsenden Beschleunigung im Innern des Kugelraumes gar nicht so lange verweilen kann, bis $\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e = \mu$ geworden ist, sondern schon früher bis an die vom festen Isolator gebildete Kugeloberfläche getrieben worden seyn müfste, durch deren Widerstand wieder Ruhe hergestellt worden wäre.

Diese Folgerungen, wie man hieraus sieht, enthalten durchaus nichts Ungereimtes, und können unter so ganz aufserordentlichen Verhältnissen, an deren wirkliche Darstellung doch gar nicht zu denken ist, nicht einmal für unerwartet gelten. Denn rechnet man für wirklich darstellbare elektrische Ladungen auf jedes Milligramm des ponderablen Trägers etwa 10 elektrostatische Einheiten Ladung, also $\frac{e}{\mu} = 10$, und rechnet man ferner dieselbe Ladung auf jedes Quadratmillimeter der Oberfläche, also $\varepsilon = 10$; so ergiebt sich aus $\frac{4\pi}{3cc} R\varepsilon e > \mu$ die Forderung,

einen kugelförmigen Isolator darzustellen, dessen Halbmesser $R > \frac{3cc}{400.\pi} > 46.10^{19}$ Millimeter wäre, d. h. gröfser als der Abstand der Erde von der Sonne 3 Millionen Mal genommen. —

Auf andere fast noch merkwürdigere, doch nicht ungereimte, Folgerungen aus dem Grundgesetze der elektrischen Wirkung ist übrigens schon in der ersten Abhandlung über elektrodynamische Maafsbestimmungen im Jahre 1846 die Aufmerksamkeit gerichtet worden, insbesondere darauf, dafs die *Wechselwirkung zweier Körper* dadurch mittelbar von der *Gegenwart dritter Körper* abhängig gemacht werde, woraus Kräfte resultiren, welche Berzelius mit dem Namen *katalytischer* bezeichnet hat.

Finden nun aber auch diese Folgerungen keine Analogien in den aus anderen Gesetzen gezogenen Folgerungen, so kann doch sehr wohl die Frage aufgeworfen werden, ob dieser Mangel an Analogie ein Nachtheil oder ein Vorzug sey, da zur Erklärung vieler Erscheinungsgebiete, insbesondere solcher, welche mit der molecularen Constitution der Körper in näherer Beziehung stehen, alle Folgerungen aus dem Gravitationsgesetze und aus allen anderen nach Analogie mit demselben aufgestellten Gesetzen offenbar nicht führen können; Gesetze anderer Art also dazu nothwendig erscheinen.

IV.

Identität der in allen Körpern enthaltenen beweglichen Theile, deren Bewegung *Wärme*, *Magnetismus* oder *Galvanismus* ist.

Man theilt alle ponderablen Körper in feste, flüssige und luftförmige, und unterscheidet Statik und Dynamik dieser Körper, je nachdem man sie im Ruhe- oder im Bewegungszustande betrachtet. Indem man aber in der Statik dieser Körper von ihrem Ruhezustande spricht, bezeichnet man damit keineswegs einen Zustand der Ruhe *aller* in den Grenzen dieser Körper eingeschlossenen Theile, sondern nur der in diesen Grenzen eingeschlossenen *pon-*

derablen Theile. Ohne diese Beschränkung würde niemals vom Ruhezustande eines Körpers gesprochen werden können, weil in jedem Körper aufser seinen ponderablen Theilen noch andere Theile enthalten sind, die nie zur Ruhe kommen.

Denn *erstens* hat die genauere Erforschung aller an ponderablen Körpern beobachteten *elektrischen* Erscheinungen dahin geführt, dafs im Innern aller dieser Körper (auch sogenannter fester und in Ruhe befindlicher) bewegliche Theile vorhanden sind, nämlich elektrische, und dafs die Bewegungen dieser Theile im Innern jener Körper der Grund aller galvanischen und elektrodynamischen Erscheinungen und Wirkungen jener Körper seyen.

Zweitens hat die genauere Erforschung aller an ponderablen Körpern beobachteten *magnetischen* Erscheinungen, sowohl der paramagnetischen, als auch der diamagnetischen, ebenfalls dahin geführt, dafs im Innern aller dieser Körper bewegliche Theile vorhanden seyen, welche man lange Zeit unter dem Namen der *magnetischen Fluida* von jenen ersteren, nämlich von den elektrischen, zu unterscheiden versucht hat. Von diesen magnetischen Fluidis wurde behauptet, dafs sie im Innern der Körper nach Verschiedenheit der Verhältnisse verschieden *vertheilt* sein könnten, dafs sie aber unter beharrlichen Verhältnissen zu Ruhe und Gleichgewicht gelangten. In der *Vertheilung* dieser magnetischen Fluida liege der Grund der magnetischen Erscheinungen, ohne dafs es dazu fortdauernder Bewegungen derselben bedürfe. Doch hat die weiter geführte Untersuchung ergeben, dafs in solchen ruhenden magnetischen Fluidis, wie sie auch vertheilt sein mögen, nicht der Grund von *allen* magnetischen Erscheinungen (paramagnetischen und diamagnetischen) liegen könne; dafs aber *alle* diese Erscheinungen aus dem Vorhandensein *fortwährend bewegter Theile im Innern der ponderablen Körper* erklärt werden können, und zwar der nämlichen Theile, deren Bewegungen der Grund aller galvanischen und elektrodynamischen Erscheinungen und Wirkungen sind, nämlich der *elektrischen*.

Drittens kommt endlich noch hinzu, dafs auch die Erforschung der jedem ponderablen Körper zukommenden *Temperatur* dahin geführt hat, dafs im Innern aller dieser Körper bewegliche Theile vorhanden sind, und dafs der Grund aller an diesen Körpern beobachteten Temperaturerscheinungen, d. i. die *Wärme*, in Bewegungen dieser Theile bestehe.

Sind nun die in allen ponderablen Körpern enthaltenen beweglichen Theile, deren Bewegungen der Grund aller galvanischen Wirkungen sind, keine anderen Theile als diejenigen, deren Bewegungen der Grund aller magnetischen Wirkungen (paramagnetischen und diamagnetischen) sind; so ist die Vermuthung sehr nahe gelegt, dafs auch die in allen ponderablen Körpern enthaltenen Theile, deren Bewegung *Wärme* ist, identisch seyen mit den im Innern der ponderablen Körper enthaltenen Theilen, deren Bewegung *Magnetismus* ist, folglich auch identisch mit den im Innern der ponderablen Körper enthaltenen Theilen, deren Bewegung *Galvanismus* ist. Wenn man nämlich auch im Innern der Körper das Vorhandensein von Theilen, die sich bewegen, während die ponderablen Theile in Ruhe verharren, im Allgemeinen zugeben mufs; so wird man doch viel mehr Bedenken tragen, das Vorhandenseyn *mehrerer Arten solcher Theile*, und zwar in jedem kleinsten Körpertheile, anzunehmen, die von einander gehörig zu sondern und jede einzeln genauer zu erforschen wenig Aussicht vorhanden sein würde. — Diese vermuthete Identität wird nun auch durch Thatsachen bestätigt, die in folgendem näher betrachtet werden sollen.

V.

Identität der von der elektromotorischen Kraft im Strome erzeugten lebendigen Kraft mit der vom Strome im Leiter erzeugten Wärme.

Die Wärmeerzeugung durch den galvanischen Strom im Stromleiter ist Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen, durch welche das Gesetz begründet worden ist, dafs das ***mechanische Aequivalent der erzeugten Wärme*** im

Zeitelemente *dt* gleich ist dem Produkte von *dt* in das Quadrat der Stromintensität *i* und den Widerstand *w* des Leiters, durch welchen der Strom geht, beide nach absoluten magnetischen Maafsen gemessen. Doch ist dabei zu bemerken, dafs die meisten hierüber ausgeführten Messungen wirklich gar nicht auf absolute Maafse zurückgeführt worden sind, und dafs diese Zurückführung, wo sie versucht worden, doch noch nicht die wünschenswerthe Genauigkeit und Sicherheit erlangt hat, weil es bisher an Widerstandsskalen mit genau verbürgter Reduction auf absolutes Maafs gefehlt hat. Denn die einzigen zu solchen Zwecken bisher brauchbaren Widerstandsskalen sind die erst in neuester Zeit von Siemens ausgeführten, und die einzige genau verbürgte Reduction dieser Skalen auf absolutes Widerstandsmaafs ist erst von Kohlrausch (Ergänzungsband VI, 1873, S. 1) gegeben worden.

Hiernach wäre streng genommen nur das Gesetz der *Proportionalität* der Wärmeerzeugung mit dem Product *iiwdt* als bewiesen zu betrachten, und es würde, um *Gleichheit* dafür setzen zu können, noch feinerer absoluter Maafsbestimmungen bedürfen als bisher haben ausgeführt werden können. Wir wollen indessen diese *Gleichheit*, obwohl sie noch nicht mit hinreichender Genauigkeit, aber doch näherungsweise bewiesen worden ist, hier einstweilen annehmen, was auch von andern Physikern geschehen ist.

Nach den beim Ausspruch dieses Gesetzes zu Grunde gelegten *magnetischen Maafsen* ist nun aber bekanntlich der Leitungswiderstand $w = \frac{e}{i}$, wo *e* die elektromotorische Kraft und *i* die Intensität des von dieser Kraft im Leiter hervorgebrachten Stroms bezeichnet. Das mechanische Aequivalent der vom Strome im Zeitelemente *dt* erzeugten Wärme kann daher, statt durch *iiwdt* auch durch *eidt* dargestellt werden.

Ferner ergiebt sich, dafs *nach magnetischen Maafsen*

erstens die Stromintensität $i = 2\,Eu \,.\, \frac{\sqrt{2}}{c}$ ist[1]), wo mit $2\,Eu$ die Summe des Products der in der Längeneinheit des Leiters enthaltenen positiven Elektricität in elektrostatischen Einheiten $+E$ in ihre Geschwindigkeit $+u$, und des Products der in der Längeneinheit des Leiters enthaltenen negativen Elektricität in elektrostatischen Einheiten $-E$ in ihre Geschwindigkeit $-u$ bezeichnet wird.

Zweitens ergiebt sich, daſs *nach magnetischen Maaſsen* die elektromotorische Kraft $e = \frac{f}{E} \cdot \frac{c}{\sqrt{2}}$ ist[2]), wo f die halbe Differenz der in mechanischem Maaſse ausgedrückten Kräfte, welche auf die positive und auf die negative Elektricität im Leiter nach Richtung des Leiters wirken, und E die Zahl der elektrostatischen Einheiten, welche in der

1) Siehe die vierte Abhandlung über Elektrodynamische Maaſsbestimmungen, 1857, S. 264, wo das Verhältniſs des magnetischen Maaſses der Stromintensität zum mechanischen $= c\sqrt{2} : 4$ angegeben ist. — Die Stromintensität nach mechanischem Maaſse wird, indem blos die positive Elektricität berücksichtigt wird, wie dies auch bei der Bestimmung der Stromrichtung üblich ist, durch Eu ausgedrückt, wo E die in der Längeneinheit des Leiters enthaltene positive Elektricität in elektrostatischen Einheiten, und u die Geschwindigkeit bezeichnet, mit der sich dieselbe bewegt. Siehe die erste Abhandlung über Elektrodynamische Maassbestimmungen 1846. Art. 21, S. 114 f. — Hiernach ergiebt sich die Stromintensität nach magnetischem Maaſse $i = Eu \,.\, \frac{2\sqrt{2}}{c}$.

2) Unter der auf einen Leiter ausgeübten elektromotorischen Kraft versteht man die Differenz der in mechanischem Maaſse ausgedrückten Kräfte, welche auf die positive und auf die negative Elektricität im Leiter wirken würden, wenn jede Längeneinheit des Leiters die Einheit der positiven und negativen Elektricität enthielte. Und zwar wenn jede Längeneinheit die *elektrostatische Einheit* positiver und negativer Elektricität enthielte, so würde die auf den Leiter wirkende elektromotorische Kraft in *mechanischem Maaſse* ausgedrückt seyn; wenn sie dagegen die *magnetische Einheit* positiver und negativer Elektricität enthielte, welche $\frac{c}{2\sqrt{2}}$ Mal gröſser ist als die elektrostatische, so würde die auf den Leiter wirkende elektromotorische Kraft in *magnetischem Maaſse* ausgedrückt seyn. — Bezeichnet man nun

Längeneinheit des Leiters an positiver oder negativer Elektricität enthalten sind, bezeichnet.

Hieraus folgt das mechanische Aequivalent der vom Strome im Leiter erzeugten Wärme:

$$iiwdt = eidt = 2fudt = (+f).(+udt) + (-f).(-udt),$$

gleich der Summe der Producte der auf jedes strömende Theilchen wirkenden Kraft in den von diesem Theilchen in der Richtung der auf dasselbe wirkenden Kraft zurückgelegten Weg, d. i. gleich der Stromarbeit.

Wirkt nun keine andere Kraft auf die im Leiter strömende Elektricität als die elektromotorische Kraft, so leuchtet ein, dafs die lebendige Kraft der strömenden Elektricität zunehmen mufs, und dafs die Gröfse dieser Zunahme durch die Gröfse der *Stromarbeit* gegeben ist. Aus dieser Zunahme der lebendigen Kraft der strömenden Elektricität folgt dann ferner eine Zunahme der Geschwindigkeit mit welcher die strömende Elektricität sich bewegt. Wenn daher die strömende Elektricität im Leiter in gar keine andere Bewegung geriethe als in Strombewegung, so würde daraus ein stetiges Wachsthum der Stromintensität folgen, was aber in Widerspruch stehen würde mit dem hier vorausgesetzten *beharrlichen Strome*, zu dessen Hervorbringung nach dem Ohm'schen Gesetze eine beharrliche elektromotorische Kraft erfordert wird.

Es bleibt daher in dem hier vorausgesetzten Falle nur übrig, dafs die Elektricität im Leiter sich *nicht immer in blofser Strombewegung* befinde, sondern dafs diese Strombewegung zeitweise in eine *andere* Bewegung übergehe und umgekehrt.

mit $2f$ die Differenz der in mechanischem Maafse ausgedrückten Kräfte, welche auf die im Leiter enthaltene positive und negative Elektricität wirklich wirken, und mit E die Zahl der elektrostatischen Einheiten, welche in jeder Längeneinheit an positiver oder negativer Elektricität enthalten ist; so ergiebt sich die auf den Leiter ausgeübte elektromotorische Kraft in *mechanischem Maafse* ausgedrückt $= \frac{2f}{E}$, in *magnetischem Maafse* $e = \frac{f}{E} \cdot \frac{c}{\sqrt{2}}$.

Ist nun diese *andere* Bewegung die im Leiter stets vorhandene Bewegung der Elektricität um die ponderablen Molecüle herum, die der Grund von allen magnetischen (paramagnetischen und diamagnetischen) Erscheinungen ist, und an der eine so grofse Menge Elektricität Theil nimmt, dafs die Menge der strömenden Elektricität dagegen verschwindet; so ergiebt sich von selbst, dafs die strömende Elektricität immer mit geringerer Geschwindigkeit von den vorhergehenden Molecularströmen ausgegangen sein mufs, als sie zu den folgenden Molecularströmen hingelangt, in Folge der Beschleunigung, die sie auf ihrem Wege durch die elektromotorische Kraft erlitten hat; dass aber die von der strömenden Elektricität dadurch gewonnene Zunahme an lebendiger Kraft an der nächsten Station sogleich an die Molecularströme wieder abgegeben wird, so dafs bei beharrlichem Strome blos die *Molecularströme* an lebendiger Kraft zunehmen. Diese Zunahme an lebendiger Kraft ist nichts anderes als die vom Strome im Leiter erzeugte Wärme selbst, wie sich daraus ergiebt, dafs sie dem mechanischen Aequivalent der erzeugten Wärme gleich ist, was, wie schon bemerkt, wenigstens näherungsweise bewiesen worden ist. — Es wird hierdurch die am Schlusse des vorigen Artikels ausgesprochene Vermuthung bestätigt, dafs die in allen ponderablen Körpern enthaltenen beweglichen Theile, deren Bewegung *Wärme* ist, *identisch* sind mit den in allen ponderablen Körpern enthaltenen Theilen, deren Bewegung *Magnetismus* ist. Es giebt keine andern von den ponderablen unabhängig beweglichen Theile im Innern der Körper als diese, nämlich die *elektrischen* Theile.

VI.

Bewegung der Elektricität in Conductoren.

Befindet sich die Elektricität in allen Körpern fortwährend in Bewegung, besonders um die ponderablen Molecüle herum, und sind diese Bewegungen der Grund aller *galvanischen*, *magnetischen* und *Wärmeerscheinungen*; so

gilt dies auch von der Elektricität in *Conductoren*, zumal in *metallischen Conductoren,* die sich vor allen andern Körpern durch ihr *galvanisches* Verhalten, ferner in Beziehung auf *Wärmeleitung* und einige endlich, wie Eisen und Wismuth, auch durch ihren *Magnetismus* oder *Diamagnetismus* auszeichnen, wovon der Grund offenbar in besonderen Verhältnissen zu suchen ist, in welchen die Elektricität in diesen Körpern sich befindet.

Elektrische Strombewegungen finden vorzugsweise in *metallischen Leitern* statt, und zwar *rein elektrische* (nämlich solche, wo nur die Elektricität strömt, ohne Theilnahme der ponderablen Theile), *nur* in metallischen Leitern; denn in *nicht metallischen* sogenannten feuchten oder *zersetzbaren Leitern* findet keine Strömung ohne *elektrolytische* Wirkung statt, d. h. nicht ohne Theilnahme ponderabler Theile an der Strömung, und zwar anderer ponderabler Theile an der Strömung der positiven Elektricität, anderer an der Strömung der negativen.

Zunächst nun bedarf die *Beharrlichkeit* elektrischer Ströme in metallischen Leitern einer näheren Erläuterung. Es ist nämlich aus den Ohm'schen Gesetzen bekannt, daſs in geschlossenen Leitern ein *beharrlicher Strom* nur unter beharrlicher Fortwirkung einer bestimmten *elektromotorischen Kraft* existiren kann, und nach dem vorigen Artikel müſste eine solche elektromotorische Kraft die in ihrer Richtung strömende Elektricität *beschleunigen,* wodurch also die Stromintensität verändert würde.

Besteht aber der Strom im Leiter, wie im vorigen Artikel angegeben, aus lauter *Stromelementen,* in welchen die Strombewegung ununterbrochen nur von einem Leitermolecüle zum andern geht, und vermischt sich ein elektrisches Theilchen, wenn es durch diese Strombewegung zum andern Leitermolecüle gelangt ist, mit der hier vorhandenen Elektricität, die sich um dieses Molecüle herum bewegt, indem es selbst von Strombewegung zu Rotationsbewegung *übergeht,* während statt seiner irgend ein anderes Theilchen der hier vorhandenen Elektricität, indem es um-

gekehrt von Rotationsbewegung zu Strombewegung *übergeht*, ein zweites Stromelement bildet u. s. w.; so leuchtet ein, dafs zwar Beschleunigung der Elektricität in jedem Stromelemente durch die elektromotorische Kraft stattfinden mufs, dafs aber darum keine Intensitätszunahme des ganzen Stromes stattzufinden braucht, wenn nämlich in allen Stromelementen die elektrischen Theilchen ihre Strombewegung mit einer immer gleichen, *aber geringeren* Geschwindigkeit beginnen und dieselbe auch mit einer immer gleichen *aber gröfseren* Geschwindigkeit beschliefsen.

Es geht daraus hervor, dafs in metallischen Leitern der *Uebergang* elektrischer Theilchen von Rotationsbewegung zu Strombewegung und umgekehrt eine besondere Rolle spielen müsse; denn durch diesen Uebergang soll die elektrische Leitung selbst vermittelt werden.

Dazu kommt nun aber, dafs *elektrische Leitung* und *Wärmeleitung* in metallischen Conductoren in nächster Beziehung stehen, und es leuchtet ein, dafs, wenn Wärme wirklich identisch mit der lebendigen Kraft der im Innern der ponderablen Körper sich fortwährend bewegenden Elektricität ist, *Wärmeleitung in metallischen Conductoren* ebenso wie elektrische Stromleitung durch den *Uebergang* von Rotationsbewegung in Strombewegung und umgekehrt vermittelt werden mufs.

Liegt nun der Grund des elektrischen und Wärme-Leitungsvermögens metallischer Leiter darin, dafs die in Rotationsbewegung befindlichen elektrischen Theile in Strombewegung *übergehen* können und umgekehrt, so fragt sich, wovon dieser Uebergang abhängt, und warum derselbe in *Conductoren* stattfinde, in *Isolatoren* aber nicht stattfinde. Zu diesem Zwecke gehen wir zu den in der letzten Abhandlung über elektrodynamische Maafsbestimmungen (im 10. Bd. der Abhandlungen d. K. S. Ges. d. Wiss. 1871, Art. 16) betrachteten Molecularbewegungen zweier *ungleichartiger* elektrischer Theilchen über und zu den darauf sich gründenden Verschiedenheiten der molecularen *Körperconstitutionen*.

Beschränken wir uns nämlich auf solche Systeme, welche aus Paaren von Theilchen bestehen, von denen das eine $-e$ negativ elektrisch und an eine ponderable Masse gebunden ist, das andere $+e$ positiv elektrisch ist und sich um ersteres herum bewegt, so können solche Systeme sich durch folgende Eigenschaften gradweise von einander unterscheiden.

Erste Eigenschaft. Jedem solchem Systeme kommt ein bestimmter und zwar negativer Werth von ϱ zu (wenn nämlich $\frac{ee'}{a} = \varrho$ gesetzt wird und die Vorzeichen von e und e' davon abhängig gemacht werden, ob die damit bezeichneten Theilchen der positiven oder negativen Elektricität angehören), der für verschiedene Systeme sehr verschieden seyn kann. Es ist also eine *Eigenschaft* solcher Systeme, daſs jedem derselben ein bestimmter Werth von ϱ, oder von ϱcc, zukommt, durch den es von andern Systemen unterschieden werden kann.

Zweite Eigenschaft. Nach Art. 11 a. a. O. ist $rr\alpha\alpha = r_0 r_0 \alpha_0 \alpha_0$ (wenn r_0, α_0 die anfänglichen, r, α die gegenwärtigen Werthe der Entfernung beider Theilchen von einander und ihrer relativen Geschwindigkeit in der Richtung senkrecht auf ihre Verbindungslinie bezeichnen) eine *Constante* des Systems, so lange wenigstens, als keine andern Kräfte auf die Theilchen wirken, als die, welche aus ihrer Wechselwirkung resultiren. Diese *Constante* ist eine *zweite Eigenschaft*, welche ebenfalls zur Unterscheidung verschiedener Systeme dienen kann; jedoch sind dadurch keine *bleibenden* Unterscheidungen gegeben, sondern es können in Folge *äuſserer* Einflüsse Uebergänge von einem Systeme zu einem andern stattfinden.

Dritte Eigenschaft. Bei einem *beharrlichen* Systeme kann zwar der Abstand beider Theilchen sich ändern, aber es muſs einen endlichen kleinsten Abstand r_0, sowie auch einen gröſsten r^0 geben, der von ersterem abhängt. Der Werth des kleinsten Abstandes r_0 kann nun für verschiedene Systeme verschieden seyn und kann daher als

eine ***dritte*** zur Unterscheidung verschiedener Systeme dienende ***Eigenschaft*** betrachtet werden, die jedoch ebenfalls Aenderungen in Folge von äufseren Einflüssen unterworfen ist.

Bezeichnet man nun den aus den 3 Constanten ϱcc, $r_0 r_0 \alpha_0 \alpha_0$ und r_0 durch Division der zweiten mit dem Product aus der ersten und letzten gebildeten Quotienten eines solchen Systems (worin $\varrho = \frac{ee'}{a}$, wie schon bemerkt, einen negativen Werth hat) mit $-n$, setzt also

$$n = -\frac{r_0 \alpha_0 \alpha_0}{\varrho cc},$$

so ergiebt sich nach Art. 16 a. a. O. folgende Bewegungsgleichung, worin u die relative Geschwindigkeit beider Theilchen bezeichnet, nämlich:

$$\frac{\varrho - r}{\varrho} \cdot \frac{uu}{cc} = \left(\frac{r}{r_0} - 1\right) \cdot \left(n\left[\frac{r_0}{r} + 1\right] - 1\right).$$

Es folgt hieraus, dafs für $u = o$ entweder $r = r_0$ oder $r = \frac{n}{1-n} r_0 = r^0$ ist.

Ferner ergiebt sich daraus die Unterscheidung zwischen ***beharrlichen*** und ***nicht beharrlichen*** Systemen, nach den Werthen von n. Ein ***beharrliches System***, nämlich mit r_0 als kleinstem und r^0 als gröfstem Werthe von r, existirt nur für $1 > n > \frac{1}{2}$, d. i. wenn der Werth von n zwischen $\frac{1}{2}$ und 1 liegt; denn für $n > 1$ und für $n < o$ ergiebt sich, dafs für r^0, was wesentlich positiv ist, gar kein Werth existirt, und für $\frac{1}{2} > n > o$ würde $r = r^0 < r_0$ erhalten werden, d. h. die Gleichung würde dann nicht dazu dienen, aus dem kleineren der beiden Werthe von r, für welche $u = o$ ist, den gröfseren zu finden, sondern umgekehrt aus dem gröfseren den kleineren.

Alle ***beharrlichen*** Systeme lassen sich sodann in zwei Classen theilen, nämlich in solche, wo $\frac{1}{2} < n < 1 - \varepsilon$ ist, welche ***Isolatoren*** sind, und in solche, wo $1 - \varepsilon < n < 1$ ist, welche ***Conductoren*** sind. Hierin wird ε dadurch bestimmt, dafs für $n = 1 - \varepsilon$ der gröfsere Werth von r, für welchen $u = o$ ist, welcher mit r^0 bezeichnet worden, so

grofs ist, dafs das bewegte Theilchen in die Wirkungssphäre des Nachbarsystems eintritt, und daher aus einem System ins andere übergeht. Setzt man diesen Werth von $r^0 = (1+\mu) r_0$ und beachtet, dafs allgemein $r^0 = \frac{n}{1-n} r_0$ ist, so erhält man für $n = 1 - \varepsilon$ die Gleichung $1 + \mu = \frac{n}{1-n}$ folglich $\varepsilon = \frac{1}{2+\mu}$.

Für den Werth $n = 1 - \varepsilon$, wo der *Uebergang vom Isolator zum Conductor* stattfindet, ist das Leitungsvermögen $= 0$, und dasselbe wächst mit n, wenn letzteres gröfser als $1 - \varepsilon$ ist und noch zunimmt.

VII.

Zweierlei Wärmeverbreitung in ponderabelen Körpern.

Die Betrachtungen des vorigen Artikels waren im Wesentlichen auf die Bewegungsgesetze zweier elektrischer Theilchen, die blos ihrer eigenen Wechselwirkung überlassen sind, gebauet. Waren andere Theilchen noch vorhanden, so wurden dieselben so entfernt angenommen, dafs ihr Einflufs gegen den der beiden betrachteten Theilchen auf einander nahezu verschwinde. Nur in dem Falle, wo die beiden Theilchen eines Paares sich immer weiter von einander entfernen, mufs es eine Gränze geben, über die hinaus der Einflufs der andern Theile gröfser als die Wechselwirkung der betrachteten Theile auf einander wird. Die für diesen Uebergang geltenden Bewegungsgesetze lassen sich aber bekanntlich nicht vollständig und allgemein entwickeln. Es ist daher im vorhergehenden Artikel nur das eine Resultat angeführt worden, dafs die beiden Theile, welche bisher ein Paar bildeten, von einander getrennt werden, und mit andern Theilen sich zu neuen Paaren vereinigen.

Ist nun *Wärme* die lebendige Kraft beweglicher Theile im Innern ponderabler Körper, und sind diese beweglichen Theile positiv elektrische, die sich um negativ elektrische an ponderablen haftende Theile herum bewegen, so leuchtet

ein, dafs in ***metallischen Conductoren,*** wie sie im vorigen Artikel definirt worden, an der Gränzfläche je zweier Conductorelemente, ***Wärmeverbreitung durch Leitung*** stattfinden werde, und zwar gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen, indem nämlich einzelne positiv elektrische Theilchen mit der Tangential-Geschwindigkeit ihrer Rotationsbewegung von einem Molecül auf der einen Seite herkommend die Gränzfläche überschreiten und sich mit der rotirenden Elektricität eines Molecüls auf der anderen Seite der Gränzfläche vermischen und umgekehrt. Diese ***Wärmeverbreitung in metallischen Conductoren,*** welche durch Uebertragung von lebendiger Kraft ***sammt ihrem Träger*** erfolgt, heifse ***Wärmeverbreitung durch Emission*** oder kurz ***Wärmeleitung.***

Nun findet aber in ***Isolatoren*** ebenfalls ***Wärmeverbreitung*** statt, d. h. Uebertragung von lebendiger Kraft vom Molecül auf der einen Seite zum Molecül auf der andern Seite der Gränzfläche zweier Isolatorelemente, und umgekehrt, jedoch ohne dafs die elektrischen Theilchen, welche die Träger dieser lebendigen Kräfte sind, selbst die Gränzfläche überschritten. Diese ***zweite Art von Wärmeverbreitung,*** wie sie bei Isolatoren stattfindet, durch ***Uebertragung von lebendiger Kraft ohne ihren Träger,*** heifse ***Wärmeverbreitung durch Strahlung,*** oder kurz ***Wärmestrahlung.*** Sie findet auch statt von einem ponderablen Körper zum andern durch den leeren Raum, z. B. durch den Weltenraum.

Für diese Wärmeverbreitung durch Strahlung im leeren Raume oder in Isolatoren gilt bekanntlich dasselbe wie für die Lichtstrahlung, nämlich dafs sie durch Wellenfortpflanzung vermittelt wird, was die Existenz eines wellenfortpflanzenden Mediums voraussetzt. Die Beschaffenheit dieses Mediums hat man bisher aus den Gesetzen der Wellenbewegungen, wie sie aus den Beobachtungen der Lichterscheinungen gefunden worden, kennen zu lernen gesucht; bestände nun aber dieses Medium aus Elektricität, und besäfse man nähere Kenntnifs von seiner Con-

stitution, so würde es möglich seyn, aus dem Grundgesetze der elektrischen Wirkung die Gesetze jener Wellenbewegungen zu entwickeln und die Lichterscheinungen daraus zu erklären, was auch wirklich auf verschiedene Weise versucht worden ist, worauf aber näher einzugehen hier zu weit führen würde.

VIII.

Ueber die von Kohlrausch entwickelte Ansicht von der Thermo-Elektricität.

Wir haben zwei Arten der Wärmeverbreitung, nämlich Leitung und Strahlung unterschieden, welche mit zwei Arten der Verbreitung elektrischer Bewegung zusammenfallen, nämlich mit der Verbreitung der Bewegung entweder mit ihrem Träger oder ohne ihren Träger. Die *erstere* Verbreitungsweise findet in *metallischen Leitern* statt, in denen die Elektricität auch durch *elektromotorische Kräfte* in Strombewegung versetzt werden kann.

Die elektrischen Strömungen aber, welche stattfinden, auch wenn die Theilchen von keinen elektromotorischen Kräften getrieben werden, sondern indem sie blos den Gesetzen folgen, nach welchen sie sich vermöge ihrer Wechselwirkung um einander bewegen, wobei sie sich aber von einander entfernen, bis sie die Moleculargränzen überschreiten, unterscheiden sich wesentlich von den durch elektromotorische Kräfte hervorgebrachten elektrischen Strömen dadurch, daſs bei ersteren durch die Gränzfläche *zweier gleicher und gleich warmer* Molecüle vorwärts gleich viel Elektricität wie rückwärts geht, während bei den durch *elektromotorische Kräfte* hervorgebrachten Strömen durch die Gränzfläche in der Richtung der Kraft eine gröſsere Menge Elektricität als in entgegengesetzter Richtung geht. Jene entgegengesetzt gleichen Ströme heben einander auf, so daſs kein Strom im engeren Sinne übrig bleibt; denn unter Strom im engeren Sinne versteht man nur die *Differenz* der beiden entgegengesetzten Strömungen.

Bei *gleichen aber ungleich warmen* Molecülen eines me-

tallischen Leiters, auf den sonst keine elektromotorische Kräfte wirken, durch die ein beharrlicher Strom in geschlossener Kette hervorgebracht würde, kann zwar während eines Augenblicks von dem wärmeren Molecüle durch die Gränzfläche zum kälteren eine gröfsere Menge Elektricität gehen als rückwärts, aber dieser Augenblick dauert nur so lange, bis der zu den kälteren Molecülen gelangende Ueberschufs von Elektricität eine Ladung erzeugt hat, die eine elektromotorische Kraft am Orte der Gränzfläche ausübt, durch welche eben so viel Elektricität von den kälteren Molecülen durch die Gränzfläche rückwärts getrieben wird, als ohnedem vorwärts, so dafs dadurch wieder Gleichheit hergestellt wird.

Nach so hergestellter Gleichheit ist der *elektrische Strom*, welcher einen Augenblick durch die Gränzfläche ging, verschwunden; der *Wärmestrom* dagegen kann auch dann noch fortdauern, wenn nämlich die von den wärmeren Molecülen kommenden Theilchen *mit gröfserer Geschwindigkeit* sich bewegen, als die von den kälteren kommenden. Man sieht hieraus, dafs aus dem engen Zusammenhange zwischen Wärmeströmung und elektrischer Strömung, welcher darauf beruht, dafs beide von der durch die Gränzfläche gehenden Elektricität herrühren, *keineswegs nothwendig folge*, dafs kein Wärmestrom ohne elektrischen Strom existiren könne, oder umgekehrt.

Nach der von Kohlrausch über *Thermoelektricität* in den „Nachrichten d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen“ 1874, S. 65 entwickelten Ansicht soll nun aber ein solcher Zusammenhang zwischen Wärmeströmen und elektrischen Strömen *wirklich* existiren, in der Art wie es der Fall sein würde, wenn Elektricität und Wärme zwei Körper wären, welche unter einander durch Cohäsionskräfte zusammenhingen, wo dann von einer Fortführung der Wärme durch die Elektricität, ebenso wie der Elektricität durch die Wärme sehr wohl die Rede seyn könnte. Nun ist aber die Wärme kein Körper, sondern die lebendige Kraft eines Körpers, und der *Wärmestrom* folglich die Uebertragung

von lebendiger Kraft von einem Ort zum andern, *entweder* mit ihrem Träger, wie in metallischen Leitern, *oder* ohne Träger, wie in Isolatoren. Nur im *ersteren* Falle, leuchtet ein, nämlich in metallischen Leitern, könnte möglicher Weise der von Kohlrausch vermuthete Zusammenhang stattfinden; im *letzteren* Falle ist ein solcher Zusammenhang nicht möglich, weil dann gar kein elektrischer Strom existirt.

Durch ein Element f der Gränzfläche zwischen zwei metallischen Leiterelementen gehe von den wärmeren Molecülen auf der einen Seite zu den kälteren auf der andern Seite der Gränzfläche in der Zeiteinheit die elektrische Masse ε (in Milligrammen) mit der Geschwindigkeit α. Durch dasselbe Element der Gränzfläche gehe von den kälteren Molecülen zu den wärmeren rückwärts die Masse ε' mit der Geschwindigkeit α'. Hierdurch ist ein durch f gehender *elektrischer Strom* und zugleich ein durch f gehender *Wärmestrom* gegeben, jener von der Intensität $i = (\varepsilon - \varepsilon')$, nach mechanischem Maafse (Milligramm als Masseneinheit), dieser von der Intensität $W = (\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha')$, nach mechanischen Aequivalenten.

Hienach sind im Allgemeinen folgende Fälle möglich: 1) dafs $\varepsilon = \varepsilon'$ wäre, wo ein Wärmestrom von der Intensität $\varepsilon(\alpha\alpha - \alpha'\alpha')$ ohne elektrischen Strom existiren würde; 2) dafs $\varepsilon\alpha\alpha = \varepsilon'\alpha'\alpha'$ wäre, wo ein elektrischer Strom von der Intensität $(\varepsilon - \varepsilon')$ existiren würde ohne Wärmestrom; 3) dafs, wenn auch weder $\varepsilon = \varepsilon'$ noch $\varepsilon\alpha\alpha = \varepsilon'\alpha'\alpha'$ wäre, doch ein bestimmtes Verhältnifs zwischen $(\varepsilon - \varepsilon')$ und $(\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha')$ stattfände, was bei Temperaturänderungen des Leiters constant bliebe, aber nach sonstiger Verschiedenartigkeit der Leiter verschieden wäre. — Der dritte Fall stimmt wesentlich mit der von Kohlrausch über Thermoelektricität entwickelten Ansicht überein.

Kohlrausch macht nämlich die Annahme, dafs das Verhältnifs der Intensitäten des elektrischen und des Wärmestroms $\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha'}$ für jeden Leiter constant, jedoch abhängig von der Beschaffenheit des Leiters sey, und be-

zeichnet dasselbe mit α, wonach die Stromintensität $i = \alpha W$, wenn W die Intensität des Wärmestroms bezeichnet. Aus dieser Annahme ergiebt sich nun nach Kohlrausch sowohl das Gesetz der thermoelektromotorischen Kräfte, nämlich, dafs die thermoelektromotorischen Kräfte nur von den Temperaturen der Contactstellen abhängen und der Temperaturdifferenz proportional sind, als auch das Gesetz der Peltier'schen Wärmeentwickelung, wonach an der Berührungsstelle zweier Leiter eine Entwickelung resp. Absorption von Wärme stattfindet, je nachdem daselbst der Strom zu einem Leiter von kleinerer resp. gröfserer thermoelektrischen Constante geht.

Dem dritten Falle, nämlich dafs zwischen $(\varepsilon - \varepsilon')$ und $(\varepsilon \alpha \alpha - \varepsilon' \alpha' \alpha')$ ein bestimmtes Verhältnifs stattfinde, wird offenbar genügt, wenn $\alpha \alpha = \alpha' \alpha'$ gesetzt wird. Unter dieser Beschränkung findet aber die von Kohlrausch gegebene Herleitung des Gesetzes der thermoelektromotorischen Kräfte auf Thermosäulen, wo jeder von den die geschlossene Kette bildenden Leitern an seinen beiden Enden verschiedene Temperatur besitzt, keine Anwendung, weil jede Temperaturdifferenz in einem (homogenen) Leiter ihren Grund nur in Verschiedenheiten der Werthe von $\alpha \alpha$ und $\alpha' \alpha'$ haben kann. Aus der Unveränderlichkeit von $\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon \alpha \alpha - \varepsilon' \alpha' \alpha'}$, welche aus $\alpha \alpha = \alpha' \alpha'$ resultirt, läfst sich daher das *erste* Gesetz, nämlich das Gesetz der thermoelektromotorischen Kräfte, nicht ableiten, wohl aber das *zweite* Gesetz, nämlich das Gesetz der Peltier'schen Wärmeentwickelung resp. Wärmeabsorption.

Hat man nämlich zwei verschiedene metallische Leiter und bezeichnet man den für $\alpha \alpha = \alpha' \alpha'$ constanten Quotienten $\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon \alpha \alpha - \varepsilon' \alpha' \alpha'}$, für den einen Leiter mit m, für den andern mit n, so erhält man die Wärmemenge, welche durch die Gränzfläche der beiden letzten Elemente des ersten Leiters geht, $= m(\varepsilon - \varepsilon')$; die Wärmemenge, welche durch die Gränzfläche der beiden ersten Elemente

des zweiten Leiters geht, $= n\ (\varepsilon - \varepsilon')$. Geht also ein Strom von der Stärke $(\varepsilon - \varepsilon')$ durch die von beiden Leitern gebildete geschlossene Kette hindurch, so wird an der Stelle, wo der erste Leiter den zweiten berührt, die Wärmemenge $(m - n)\ (\varepsilon - \varepsilon')$ entwickelt; an der andern Berührungsstelle, wo nämlich der zweite Leiter den ersten berührt, wird dagegen die Wärmemenge $(n - m)\ (\varepsilon - \varepsilon')$ *entwickelt*, oder, was dasselbe ist, die Wärmemenge $(m - n)$ $(\varepsilon - \varepsilon')$ wird daselbst *absorbirt*.

Es bleibt nun aber aufser den oben angeführten drei Fällen noch ein vierter Fall zu betrachten übrig, nämlich aufser den Fällen, wo in den Quotienten entweder $\varepsilon = \varepsilon'$, oder $\varepsilon \alpha \alpha = \varepsilon' \alpha' \alpha'$, oder $\alpha \alpha = \alpha' \alpha'$ ist, bleibt noch 4) der Fall zu betrachten, wo, wenn auch weder $\varepsilon = \varepsilon'$ noch $\alpha \alpha = \alpha' \alpha'$ ist, doch eine Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\alpha \alpha}{\alpha' \alpha'}$, von dem Verhältnisse $\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$, stattfindet, wo z. B. $\frac{\alpha \alpha}{\alpha' \alpha'}$ irgend einer Potenz von $\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$ gleich ist.

In einem metallischen Leiter ist nämlich mit der Zunahme der Temperatur eine Wärmezunahme, d. i. unserer Annahme gemäfs eine Zunahme der lebendigen Kraft der beweglichen elektrischen Theile im Leiter, gegeben, woraus eine Geschwindigkeitszunahme dieser Theile folgt, da ihre Menge oder Masse keine Aenderung erleidet. Diese Geschwindigkeitszunahme wird nun auch von den beweglichen Theilen in demjenigen Augenblicke gelten, wo sie die Gränze zweier benachbarter Molecüle überschreiten, deren Geschwindigkeit mit α bezeichnet worden ist. Hiernach wird also α mit der Temperatur des Leiters wachsen. Bei dieser mit einer Temperaturzunahme verbundenen Geschwindigkeitszunahme aller beweglichen Theile darf aber angenommen werden, dafs auch die Menge oder Masse der die Gränzfläche in der Zeiteinheit passirenden Theilchen ε wachse, so dafs also ein gleichzeitiges Wachsen von α und ε mit der Temperatur stattfinde, wie es im vierten Falle angenommen worden ist.

Aus der Gleichung

$$\frac{\alpha\alpha}{\alpha'\alpha'} = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right)^n$$

ergiebt sich sodann folgende Gleichung für die Intensität des Wärmestroms

$$\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha' = \varepsilon\alpha\alpha\left(1 - \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \cdot \frac{\alpha'\alpha'}{\alpha\alpha}\right) = \varepsilon\alpha\alpha\left(1 - \left[\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right]^{n+1}\right).$$

Dividirt man nun diese Intensität des Wärmestroms mit der Intensität des elektrischen Stroms $(\varepsilon - \varepsilon') = \varepsilon\left(1 - \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$, so erhält man das Verhältniſs beider Intensitäten

$$= \alpha\alpha\left(1 + \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \ldots + \left[\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right]^n\right).$$

Man ersieht hieraus, daſs, für $n = o$, dieser vierte Fall mit dem schon betrachteten dritten Falle ganz zusammenfällt, indem in beiden Fällen

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha'} = \frac{1}{\alpha\alpha}$$

erhalten wird.

Der diesem Falle nächstliegende Fall ist $n = 1$, für welchen

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha'} = \frac{1}{\alpha\alpha\left(1 + \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)}$$

erhalten wird. Aus den stets sehr kleinen Verschiedenheiten zwischen zwei benachbarten Molecülen eines Leiters ergiebt sich nun aber ferner, daſs der Werth von $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ nur sehr wenig von 1 verschieden sey, wenigstens bei schwachen Strömen in guten Leitern, so daſs näherungsweise in dem eben betrachteten vierten Falle

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha'} = \frac{1}{2\alpha\alpha}$$

erhalten wird. Es gilt also auch in diesem Falle wenigstens *näherungsweise* die von Kohlrausch gemachte Annahme, daſs das Intensitätsverhältniſs des elektrischen und Wärmestroms $\frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon\alpha\alpha - \varepsilon'\alpha'\alpha'}$ einen constanten, nur von der Beschaffenheit des Leiters abhängigen Werth habe. Hieraus folgt, daſs *näherungsweise* für diesen vierten Fall sich dieselben Folgerungen ergeben, welche Kohlrausch aus

seiner Annahme deducirt hat, insbesondere auch das Gesetz der thermoelektromotorischen Kräfte, daſs nämlich diese Kräfte nur von den Temperaturen der Contactstellen abhängen und den Temperaturdifferenzen an diesen Stellen proportional sind.

Wird bei dieser von Kohlrausch gegebenen Herleitung des Gesetzes der thermoelektromotorischen Kräfte auch keine *Contactwirkung* zu Hülfe genommen; so leuchtet doch ein, daſs darum keineswegs die Contactwirkung ganz ausgeschlossen ist, sondern daſs dieselbe möglicher Weise zu jener hinzukommt.

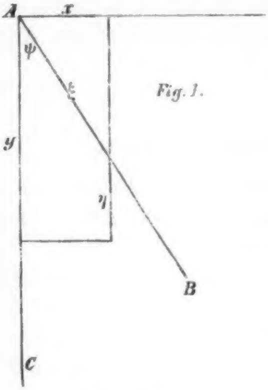
IX.

Leitungswiderstand und Stromintensitäts-Maximum.

Befindet sich die Elektricität in metallischen Leitern von molecularer Constitution wirklich in der Art. VI angegebenen Bewegung, wonach nämlich die positiv elektrischen Theile sich um die an ponderabelen Maſsen haftenden negativen Theile drehen, dabei aber nicht immer in derselben Kreisbahn bleiben, sondern von einer kleinsten Kreisbahn beginnend sich bei wachsendem Halbmesser einem andern Molecüle nähern und endlich zu diesem Molecüle übergehen; so ergiebt sich eine Abhängigkeit der Stromintensitäten von den elektromotorischen Kräften in solchen Leitern, welche mit der im Ohm'schen Gesetze angegebenen nicht ganz übereinstimmt, sondern darin abweicht, daſs die Stromintensität mit der elektromotorischen Kraft nicht immer gleichmäſsig fortwächst, sondern sich endlich einem bestimmten Gränzwerthe nähert, den sie nicht überschreitet. Dieser Gränzwerth würde aber nur dann erreicht werden, wenn die Richtungen aller in Strombewegung übergehenden Theile, wie verschieden sie auch anfänglich gewesen sein mögen, durch die immer mehr vergröſserte elektromotorische Kraft in kürzester Zeit ganz in die Richtung dieser Kraft gebracht würden. Die Intensität des Stromes würde dann nicht weiter wachsen können und also ihr Maximum erreicht haben. Es würden hier-

nach Versuche mit sehr grofsen und kleinen elektromotorischen Kräften im nämlichen Leiter, um zu entscheiden, ob die Intensitäten der von ihnen erregten Ströme ihnen immer proportional seyen, von gröfster Wichtigkeit seyn.

Es sey Fig. 1. A ein Molecül, von welchem aus positiv elektrische Theilchen nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit α geworfen werden. Eine solche Richtung sei AB, und ξ sey der Weg, welchen das Theilchen mit seiner Geschwindigkeit α in der Zeit t zurücklegen würde. Auf dieses Theilchen wirkt aber eine constante (elektromotorische) Kraft in der mit AC parallelen Richtung, welche mit AB den Winkel ψ einschliefst, und das Theilchen würde dadurch allein in der Zeit t, einen mit t^2 oder mit ξ^2 proportional wachsenden Weg η zurücklegen.



Man setze hiernach

$$\eta = a\xi^2$$

ferner

$$x = \xi \sin \psi$$

$$y = \xi \cos \psi + \eta = x \cot \psi + \frac{a}{\sin \psi^2} \cdot x^2$$

$$r^2 = x^2 + y^2,$$

woraus

$$y = \cot \psi \, . \, \sqrt{(r^2 - y^2)} + \frac{a}{\sin \psi^2} \cdot (r^2 - y^2)$$

erhalten wird. Diese Wurfbewegung erreiche ihr Ende, wenn die Entfernung des Theilchens von A gleich r geworden ist, indem das Theilchen alsdann zum benachbarten Molecüle gelangt. Diese Entfernung r ist unabhängig von der Richtung der Wurfbewegung und kann für alle von A ausgeworfenen Theilchen als gleich angenommen und als mittlerer Molecularabstand bezeichnet werden.

Zunächst ergiebt sich hieraus, weil je gröfser die mit a proportionale elektromotorische Kraft ist, desto mehr alle übrigen Glieder obiger Gleichung gegen dasjenige Glied verschwinden, welches a zum Factor hat, dafs für wachsende elektromotorische Kraft y^2 sich einem Gränzwerthe nähert, nämlich

$$y^2 = r^2,$$

welcher für alle von A ausgeworfenen Theilchen gleich ist. Es ergiebt sich also, dafs der in der Richtung der Kraft von allen Theilchen zurückgelegte Weg alsdann gleich, nämlich $= r$, sein würde.

Bezeichnet man mit ε die Masse der von A in der Zeiteinheit ausgesandten Theilchen, und mit n die Zahl der im Leiterelement von der Länge r enthaltenen Molecüle; so ist $n\varepsilon$ die Masse positiver Elektricität, welche in der Richtung der elektromotorischen Kraft durch die Gränzfläche zweier auf einander folgender Molecularschichten in der Zeiteinheit gehen würde, wenn die elektromotorische Kraft ins Unendliche vergröfsert worden wäre, d. i. der Gränzwerth der Stromintensität nach mechanischem Maafse mit Zugrundelegung der mechanischen Masseneinheit (Milligramm), wobei nur zu bemerken ist, dafs man, weil die Elektricität in solchen Masseneinheiten nicht bestimmbar ist, bei Intensitätsbestimmungen nach sogenanntem mechanischen Maafse die Elektricitätsmengen nicht in Masseneinheiten der Mechanik (Milligramm), sondern in *elektrostatischen* Einheiten auszudrücken pflegt.

Bezeichnet nun σ die Zahl der *elektrostatischen* Einheiten, welche auf die Masseneinheit der Mechanik (Milligramm) gehen; so erhält man obigen Gränzwerth der Stromintensität nach sogenanntem mechanischen Maafse $= n\varepsilon\sigma$, oder wenn man die Bezeichnung der auf die drei Grundmaafse der Mechanik (nämlich der Mafse M, der Entfernung R und der Zeit T) zurückgeführten Maafseinheit hinzufügt,

$$= n\varepsilon\sigma \,.\, \left[\sqrt{\frac{MR^3}{T^4}}\right].$$

Nach *elektrostatischen* Einheiten wird nämlich eine Elek-

tricitätsmenge durch eine Kraft (welche diese Elektricitätsmenge auf eine ihr gleiche ausübt) $= f. \left[\frac{MR}{T^2}\right]$ und durch eine Entfernung (aus welcher diese Kraft ausgeübt wird) $= r . [R]$ bestimmt und ausgedrückt durch

$$r\sqrt{f} . \left[\sqrt{\frac{MR^3}{T^2}}\right];$$

die Stromintensität nach mechanischem Maafse ist aber der Quotient einer solchen durch den Querschnitt des Leiters gegangenen Elektricitätsmenge dividirt durch die Dauer des Durchgangs $= t . [T]$, also $= \frac{r\sqrt{f}}{t} . \left[\sqrt{\frac{MR^3}{T^4}}\right]$.

Im vorliegenden Falle war $\frac{r\sqrt{f}}{t} = n \varepsilon \sigma$.

Es ist übrigens bei dieser Bestimmung des Gränzwerthes der Stromintensität angenommen worden, dafs die elektromotorische Kraft selbst auf die Zahl der von den Molecülen ausgesandten elektrischen Theilchen keinen Einflufs habe.

Ist nun dagegen die elektromotorische Kraft oder die damit proportionale Gröfse a sehr klein, so kann in der gefundenen Gleichung:

$$y = \cot \psi . \sqrt{(r^2 - y^2)} + \frac{a}{\sin \psi^2} . (r^2 - y^2),$$

im letzten Gliede, welches a zum Factor hat, für y^2 der Näherungswerth gesetzt werden, der sich für $a = o$ aus der Gleichung ergiebt, nämlich $y^2 = r^2 \cos \psi^2$. Man erhält alsdann

$$y = \cot \psi . \sqrt{(r^2 - y^2)} + a r^2$$

und ebenso hieraus näherungsweise

$$y = \pm r \cos \psi + a r^2 \sin \psi^2.$$

Hiernach ergiebt sich im Mittel für die beiden Theilchen, welche von A aus in den durch die Winkel ψ und $\pi - \psi$ bestimmten Richtungen ausgesandt werden,

$$y = ar^2 \sin \psi^2.$$

Der Mittelwerth der von allen von A ausgesandten Theilchen in der Richtung der Kraft zurückgelegten Wege wird hiernach erhalten

$$\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} 2\,\pi\, y \sin\psi\, d\psi = a\,r^2 \int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\psi^3\, d\psi = \tfrac{2}{3}\, a\, r^2.$$

Wäre dieser Werth $= r$, so würde die Stromintensität dieselbe seyn, wie der vorher betrachtete Gränzwerth, nämlich $= n\varepsilon\sigma\,.\left[\sqrt{\frac{MR^3}{T^4}}\right]$; hiervon beträgt nun die wirkliche Stromintensität nur einen sehr kleinen Bruchtheil, nämlich $\tfrac{2}{3}ar$, wonach diese Stromintensität i^0 erhalten wird:

$$i^0 = \tfrac{2}{3}\, a r\,.\, n\varepsilon\sigma\,.\left[\sqrt{\frac{MR^3}{T^4}}\right].$$

Zur Bestimmung des Coefficienten a endlich werde noch bemerkt, daſs wenn γ die beschleunigende Kraft bezeichnet, welche auf die von A ausgesandten Theilchen wirkt,

$$\eta = \tfrac{1}{2}\gamma\, tt = \tfrac{1}{2}\gamma\,.\,\frac{\xi\xi}{\alpha\alpha} = a\,\xi\xi$$

ist, woraus sich ergiebt:

$$a = \tfrac{1}{2}\,.\,\frac{\gamma}{\alpha\alpha},$$

folglich $$i^0 = \tfrac{1}{3}\,.\,\frac{\gamma r}{\alpha\alpha}\,.\,n\varepsilon\sigma\,.\left[\sqrt{\frac{MR^3}{T^4}}\right].$$

Durch Division der nach *mechanischem* Maaſse ausgedrückten Stromintensität i^0 mit $\frac{c}{\sqrt{2}}$, nämlich mit der Zahl der elektrostatischen Einheiten, welche auf eine magnetische Einheit gehen, erhält man dieselbe nach *magnetischem* Maaſse ausgedrückte Stromintensität i, nämlich

$$i = \frac{\sqrt{2}}{3c}\,.\,\frac{\gamma r}{\alpha\alpha}\,.\,n\varepsilon\sigma\,.\left[\sqrt{\frac{MR}{T^2}}\right].$$

Es ist nun ferner die *elektromotorische Kraft* für die Längeneinheit des Leiters nach *mechanischem* Maaſse e^0 das Product der Beschleunigung γ in die Masse der in der Längeneinheit des Leiters in Strömung begriffenen Elektricität $= \frac{n\varepsilon}{r}$, dividirt durch die Zahl der in der Längeneinheit in Strömung begriffenen elektrostatischen Einheiten $= \frac{n\varepsilon\sigma}{r}$, wonach also

$$e^0 = \frac{\gamma}{\sigma}\,.\left[\sqrt{\frac{M}{RT^2}}\right].$$

Hieraus ergiebt sich die elektromotorische Kraft für die Längeneinheit des Leiters nach *magnetischem* Maafse e durch Vertauschung der Zahl der elektrostatischen Einheiten $\frac{n\varepsilon\sigma}{r}$ mit der Zahl der magnetischen Einheiten $\frac{n\varepsilon\sigma}{r} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{c}$, wonach

$$e = \frac{c}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{\gamma}{\sigma} \cdot \left[\sqrt{\frac{MR}{T^4}}\right].$$

Substituirt man nun den hieraus sich ergebenden Werth von γ in der vorhergehenden Gleichung zur Bestimmung von i, so erhält man

$$i = \frac{8}{3cc} \cdot \frac{er}{aa} \cdot n\varepsilon\sigma^2 \cdot \left[\sqrt{\frac{MR}{T^2}}\right].$$

Bezeichnet nun l die Länge des geschlossenen Leiters, so ist el die ganze auf den geschlossenen Leiter wirkende elektromotorische Kraft, und i die Intensität des dadurch erzeugten Stromes, nach *magnetischem* Maafse. Hieraus ergiebt sich der Widerstand w des geschlossenen Leiters

$$w = \frac{el}{i} = \frac{3cc}{8} \cdot \frac{aa}{n\varepsilon\sigma^2} \cdot \frac{l}{r} \cdot \left[\frac{R}{T}\right],$$

d. i. eine *Definition des Widerstands*, ganz unabhängig von der dem Ohm'schen Gesetze gemäfsen Bestimmung des Widerstands, durch Messung der elektromotorischen Kraft und Stromintensität.

Es ergiebt sich hiernach für das *Leitungsvermögen* $= \frac{1}{w}$ eine Bestimmung aus seinen in der Ablenkung der Theilchen von ihren Wurfbahnen liegenden Ursachen. Es leuchtet nämlich ein, dafs das *Leitungsvermögen* proportional seyn müsse 1) der im Leitungscanale in Wurfbewegung befindlichen Masse, 2) der in dieser Masse von einer bestimmten Kraft auf einem bestimmten Wege hervorgebrachten Ablenkungsgeschwindigkeit. Im Leiterelemente r ist nun jene Masse $n\varepsilon$, und die Ablenkungsgeschwindigkeit durch eine bestimmte Kraft auf der Bahnstrecke r ergiebt sich *dem Quadrate der Wurfgeschwindigkeit aa umgekehrt proportional.* Hiernach müfste das

Leitungsvermögen $\frac{1}{w}$ mit $\frac{n\varepsilon}{\alpha\alpha}$, folglich der *Leitungswiderstand* w mit $\frac{\alpha\alpha}{n\varepsilon}$ proportional seyn. Da dies für den Widerstand des *Leiterelements* r gilt, so ergiebt sich der *Widerstand eines Leiters von beliebiger Länge* l proportional mit $\frac{\alpha\alpha}{n\varepsilon} \cdot \frac{l}{r}$, was mit obiger Formel übereinstimmt, wonach dieser Widerstand dem Producte dieser Gröfse in den *constanten Factor* $\frac{3cc}{8\sigma\sigma}$ gleich ist.

Diese Definition des Leitungswiderstands gewährt besonderes Interesse noch darum, weil daraus folgt, dafs für einen Leiter, falls aufser den Werthen von l, n, r, auch sein Widerstand w constant ist, das Verhältnifs der beiden Variabeln $\alpha\alpha$ und ε, nämlich $\frac{\alpha\alpha}{\varepsilon}$, ebenfalls constant seyn müfste, d. h., wenn $\alpha\alpha$ und ε sich verändert haben und $\alpha'\alpha'$ und ε' geworden sind, dafs alsdann

$$\frac{\alpha\alpha}{\varepsilon} = \frac{\alpha'\alpha'}{\varepsilon'} \quad \text{oder} \quad \frac{\alpha\alpha}{\alpha'\alpha'} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$$

seyn müfste.

Hieraus ergiebt sich nun, dafs, wenn der Widerstand w eines Leiters constant wäre und sich auch nicht mit der Temperatur des Leiters änderte, der Werth $\frac{\alpha\alpha}{\varepsilon}$ für diesen Leiter auch constant seyn würde, wonach für einen solchen Leiter, Art. VIII gemäfs, die von Kohlrausch aufgestellte Ansicht von der Thermoelektricität gelten würde. Da nun aber der Widerstand metallischer Leiter mit der Temperatur sich mehr oder weniger ändert, so ergiebt sich, dafs die von Kohlrausch aufgestellte Ansicht nur näherungsweise Geltung haben könne und zwar am meisten für solche metallische Leiter, deren Widerstand sich mit der Temperatur der Leiter am wenigstens ändert, woraus zu folgen scheint, dafs diese Leiter zur Darstellung thermomagnetischer Ketten am geeignetsten seyn müfsten.

X.

Vertheilung der Elektricität in Conductoren.

Die *Elektrostatik* ist von Coulomb und Poisson vor Entdeckung des Elektromagnetismus und der Elektrodynamik begründet und entwickelt worden und es hat daher keine Rücksicht auf diese großen Entdeckungen von ihnen genommen werden können. Die in der Elektrostatik entwickelten Gesetze der Vertheilung der in Conductoren in Ruhe und Gleichgewicht befindlichen elektrischen Fluida, sowie der von ihnen bei dieser Vertheilung ausgeübten Kräfte, sind nun zwar sämmtlich, soweit Beobachtung und Messung reicht, in Uebereinstimmung mit der Erfahrung befunden worden; es hat sich aber aus den neuen Entdeckungen, insbesondere des Elektromagnetismus und der Elektrodynamik, ergeben, daſs ein solcher Gleichgewichtszustand der elektrischen Flüssigkeiten, wie ihn Coulomb und Poisson in den Conductoren angenommen, wirklich gar nicht existirt, sondern daſs vielmehr alle elektrischen Flüssigkeiten in den Conductoren sich immer in *beharrlicher Bewegung* um alle ponderable Molecüle herum befinden, woraus folgt, daſs streng genommen die von Poisson entwickelten Vertheilungs- und Wirkungsgesetze *ruhender* Elektricität gar keine Anwendung auf die in Conductoren befindliche Elektricität finden.

Alle bisher in der *Elektrostatik* betrachteten Erscheinungen gehören demgemäſs eigentlich der *Elektrodynamik* an, in deren Gesetzen ihre vollständige Erklärung gesucht werden muſs. Die Elektrostatik, welche früher den gröſsten und wichtigsten Theil der Elektricitätslehre bildete und am festesten begründet erschien, müſste demgemäſs, wie es scheint, eine gänzliche Umgestaltung erleiden. An eine solche Umgestaltung muſs aber die Anforderung gemacht werden, daſs sie den ganzen bisher *elektrostatisch* erklärten Kreis von Erscheinungen ebenso vollständig und genau *elektrodynamisch* zu erklären vermöge, was bisher nicht geschehen und wozu auch noch nicht einmal ein Versuch gemacht worden ist.

Bei aller Geneigtheit, die man einerseits findet, die von Coulomb und Poisson der mit der Elektrostatik gleichzeitig entwickelten Lehre vom Magnetismus zu Grunde gelegte Vorstellung von *magnetischen Fluidis* aufzugeben; so scheint doch andererseits eine gewisse Scheu vor den damit verbundenen Consequenzen vorhanden zu seyn, nämlich vor der alsdann unentbehrlichen Vorstellung von der Existenz beharrlicher Molecularströme in allen magnetischen und diamagnetischen Körpern, wonach die Elektricität niemals und nirgends zur Ruhe und zum Gleichgewicht gelangt. Dazu kommt, dafs jetzt noch jeder Versuch zur *elektrodynamischen* Erklärung aller früher *elektrostatisch* betrachteten Erscheinungen überhaupt grofse Schwierigkeiten findet, namentlich wegen mangelnder Hülfe von Seiten der Mathematik, die bei so complicirten Vorgängen noch lange Zeit als machtlos sich erweisen dürfte.

Aus gleichem Grunde ist aber auch bei Begründung der *Elektrostatik* ebensowenig ein Versuch gemacht worden, von der Constitution des sogenannten *neutralen Fluidums* und vom *Scheidungsprocesse* dieses Fluidums in den Conductoren genauere Rechenschaft zu geben, sondern man hat sich auf eine allgemeine Annahme von der gegenseitigen Beweglichkeit der beiden Bestandtheile des neutralen Fluidums, auch bei ihrer Vermischung, beschränkt, wodurch man die Entwickelung der elektrischen Vertheilungsgesetze von der näheren Kenntnifs der Constitution des im Innern der Conductoren überall verbreiteten neutralen Fluidums unabhängig zu machen gesucht hat.

Im Grunde wird aber durch diese in der Elektrostatik gemachte Annahme von der gegenseitigen Beweglichkeit der beiden Bestandtheile des neutralen Fluidums, über die innere Constitution dieses Fluidums selbst gar nichts bestimmt und festgestellt, besonders nichts darüber, ob die beiden Bestandtheile vor ihrer Scheidung sich in Ruhe und Gleichgewicht, oder ob sie sich in Bewegung gegen einander, z. B. in drehender Bewegung um einander, befinden, so dafs die Vorstellung von beharrlichen Molecu-

larströmen durch die in der Elektrostatik gemachte Annahme von der gegenseitigen Beweglichkeit der beiden Bestandtheile des neutralen Fluidums im Grunde noch gar nicht ganz ausgeschlossen erscheint; vielmehr könnte die Vorstellung von beharrlichen Molecularströmen als ein Erklärungsversuch von der angenommenen gegenseitigen Beweglichkeit beider Bestandtheile angesehen werden. Es steht hiernach die Elektrostatik, wie sie von Poisson entwickelt worden, ungeachtet sie als die Lehre von der Vertheilung der in Conductoren zur *Ruhe und zum Gleichgewicht* gelangten Elektricität definirt zu werden pflegt, doch mit der Existenz beharrlicher Molecularströme der Elektricität im Innern der Conductoren in keinem directen Widerspruche. Wir haben eine *Statik fester Körper*, eine *Hydrostatik* und *Aerostatik*, welche auch fest begründet erschienen und von denen ganz dasselbe gilt. Auch sie werden als die Lehre von der Ruhe und dem Gleichgewichte dieser Körper definirt, womit es jedoch nicht in Widerspruch steht, daſs diese Körper in ihrem Innern von Theilchen erfüllt sind, die sich nicht in Ruhe, sondern fortwährend in Bewegung befinden und zwar in groſser Bewegung. Denn gerade so wie die *magnetischen* und *diamagnetischen* Erscheinungen der Körper auf fortwährende innere Bewegungen (elektrische Molecularströme) in denselben geführt haben, ebenso haben bei jenen festen, flüssigen und luftförmigen Körpern, für welche die Statik, Hydrostatik und Aerostatik gelten, die *Wärmeerscheinungen* auf solche fortwährende innere Bewegungen geführt. Denn jedem ponderablen Körper kommt in jedem Augenblicke eine bestimmte Temperatur zu, welche die Wirkung der Wärme ist, die der Körper enthält und diese Wärme ist nichts anderes als die lebendige Kraft, welche den im Innern des Körpers enthaltenen bewegten Theilen zukommt. Aus der meſsbaren Gröſse dieser lebendigen Kraft (dem mechanischen Wärmeäquivalent) hat sich aber ergeben, daſs diese Bewegungen im Innern aller dieser Körper sehr groſs sind.

Bewegen sich im *Innern der Conductoren* positiv elektrische Theilchen um die an ponderablen Massen haftenden negativ elektrischen Theilchen, bleiben aber bei dieser Bewegung nicht immer in derselben Kreisbahn, sondern nähern sich bei wachsendem Halbmesser den benachbarten Molecülen, zu denen sie endlich übergehen, und finden solche Uebergänge von einem Molecüle im Innern des Conductors indifferent in allen Richtungen zu allen benachbarten Conductormolecülen statt, von denen gleichzeitig ein gleiches Aussenden von Theilchen nach allen Richtungen zu allen Nachbarmolecülen statt findet; so ergiebt sich dagegen für diejenigen Molecüle des Conductors, welche seiner Oberfläche zunächst liegen, dafs sie auf ihrer äufseren Seite Isolatormolecüle statt Conductormolecüle zu Nachbarn haben, von denen aus keine solche Aussendung statt findet, und die auch die von andern Molecülen ausgesendeten Theilchen nicht aufnehmen. Es ergiebt sich hieraus, wenn einzelne Theilchen bei wachsendem Halbmesser ihrer Kreisbahn sich von ihrem Mittelpunkte so weit entfernt haben, dafs sie zu dem Nachbarmolecüle übergehen würden, wenn auf der Seite, wo sie sich eben befinden, noch andere Conductormolecüle befindlich wären, dafs dies nicht geschehen wird, wenn auf der Seite, wo sie sich befinden, gar keine Conductormolecüle, sondern nur Isolatormolecüle vorhanden sind. Jene Theilchen werden alsdann in ihrer Kreisbahn mit wachsendem Halbmesser noch etwas weiter fortgehen, bis sie zu einer Seite gelangen, wo wieder andere Conductormolecüle sich in der Nachbarschaft befinden. Dies wird der Fall seyn, wenn die Resultante aller elektrischen Kräfte an dieser Gränze von Conductor und Isolator Null ist.

Wenn dagegen diese Resultante von Null verschieden und *nach aufsen* gerichtet ist, so kann sie denselben Einflufs ausüben wie ein benachbartes Conductormolecüle, sie kann nämlich bewirken, dafs das Theilchen auch auf Seite des angränzenden Isolators seine um das Conductormolecüle bisher verfolgte Bahn verläfst und an den benach-

barten Isolatortheilchen festgehalten wird. Hiernach können solche ausgeschiedene Theilchen der positiven Elektricität überall an den Gränzflächen zwischen Conductor und Isolator sich sammeln, an jeder Stelle der Gröfse der daselbst nach aufsen gerichteten Resultante gemäfs.

Wenn die Resultante von Null verschieden und *nach innen* gerichtet ist; so wird die Wirkung derselben auf Vermehrung der von den nächsten Conductormolecülen *nach innen* gesendeten Theilchen nur dadurch compensirt werden können, dafs die Menge der in diesen Conductormolecülen befindlichen positiv elektrischen Theilchen etwas verkleinert wird, während die Menge der an der ponderablen Masse haftenden negativ elektrischen Theilchen, um die sich jene drehen, unverändert bleibt.

Für den Ueberschufs von positiver Elektricität an einigen Stellen der Gränzfläche von Conductor und Isolator, und für den Mangel an positiver Elektricität in den an andern Stellen dicht an den Isolator angränzenden Conductormolecülen (welcher Mangel an positiver Elektricität einem Ueberschufs an negativer Elektricität äquivalent ist) gelten offenbar die von Poisson entwickelten Vertheilungsgesetze, wonach Ueberschufs an positiver oder negativer Elektricität ebenfalls nur an der Gränzfläche von Conductor und Isolator stattfindet. Denn es ist für diese Vertheilungsgesetze der Elektricität an der Oberfläche gleichgültig, ob im Innern des Conductors sogenanntes scheidbares neutrales Fluidum, wie Poisson annimmt, oder ob Conductormolecüle mit darum sich bewegender Elektricität vorhanden sind, zwischen denen ein fortwährender Austausch einzelner Theilchen stattfindet. Solche Conductormolecüle sollen auf die Vertheilung der Elektricität an der Oberfläche ebensowenig Einflufs haben, wie das von Poisson angenommene neutrale Fluidum, und umgekehrt hat die an der Oberfläche nach dem Poisson'schen Gesetze vertheilte Elektricität auf die Conductormolecüle keinen Einflufs; denn die Vertheilung der Elektricität an der Oberfläche wird nach Poisson eben dadurch bestimmt, dafs

die Resultante aller von der an der Oberfläche vertheilten Elektricität auf irgend einen Punkt im Innern ausgeübten Kräfte gleich Null seyn soll, eine Forderung, die ganz unabhängig davon ist, ob an der betrachteten Stelle im Innern des Conductors neutrales Fluidum ist oder ob Conductormolecüle mit elektrischen Molecularströmen sich daselbst befinden. — Die wahre Constitution der Körper und die davon abhängigen wahren, wenn auch complicirteren Vorgänge, die von einfacheren Vorgängen doch nur theilweise vertreten gedacht werden können, werden, aller Hindernisse ungeachtet, doch immer Gegenstand und letztes Ziel der Forschung bleiben.

II. *Weitere Beiträge zur Theorie der Schallbildung*[1]; *von Prof. Dr. S. Stern.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus Bd. 69 d. Sitzungsberichte d. Wien. Akad. Januar 1874.)

Es ist eine allgemein bekannte und auch allgemein auffällig befundene Erscheinung, daſs Stimmgabeln ohne Resonanzboden gar keinen oder einen nur sehr schwachen Ton vernehmen lassen, wenn sie in Schwingungen versetzt worden. Daſs die Erscheinung wirklich als auffällig betrachtet wird, geht schon daraus hervor, daſs sie in physikalischen Abhandlungen überall, wo von Stimmgabel-

1) Diese Arbeit ist nämlich eine Fortsetzung folgender vier früher in den Sitzungsberichten veröffentlichter Aufsätze, die weiterhin nur mit ihren Nummern citirt werden:

I. Beiträge zur Theorie des gemeinen (nicht musikal.) Schalls als Object-Merkmals u. s. w. (Febr. 1870.)

II. Ueber die Resonanz der Luft im freien Raume. (März 1870.)

III. Beiträge zur Resonanz fester Körper, mit Rücksicht auf das Mitschwingen der Luft. (Febr. 1871.)

IV. Beiträge zur Theorie der Resonanz lufthaltiger Hohlräume. (April 1872.)

tönen die Rede ist, erwähnt und zu erklären gesucht wird. Die Mehrzahl der Forscher (z. B. auch Helmholtz) scheinen sich mit der Vorstellung zu begnügen, daſs die Stimmgabeln nur deshalb nicht laut tönen, weil ihre Berührungsfläche mit der Luft zu klein ist, und ihre Schwingungen sonach nur auf sehr kleine Luftmassen übertragen werden können. Daſs aber diese Vorstellung eine ganz und gar ungenügende sey, lieſse sich schon aus der alltäglichen Erscheinung entnehmen, daſs denn doch noch viel kleinere Massen jeden Moment, besonders durch Zusammenstoſsen, recht laut schallend befunden werden. Dagegen dürfte man vielleicht einwenden, daſs eine Parallele zwischen dem momentanen klopfenden Schall, und den dauernden regelmäſsigen Stimmgabelschwingunge nnicht zulässig sey. So mögen denn Thatsachen, die sich an den Stimmgabeln selbst, und an transversal schwingenden Stäben, ergeben, das Ungenügende der obigen Vorstellung darthun.

Prüft man eine groſse Reihe von Stimmgabeln von verschiedenen Tonhöhen, wobei die einzelnen Tonhöhen durch Gabeln von verschiedenen Dimensionen vertreten sind, so muſs es noch ganz besonders auffallen, daſs gerade die tiefsten, also gröſsten Gabeln unter allen, die proportionale Dimensionen haben, am schwächsten tönen, hingegen die höhern, d. i. kleineren wenigstens bis zu einer gewissen Gränze um so lauter tönen, je höher oder kleiner sie werden. Dies ergiebt sich unzweifelhaft aus folgenden Details, die sich auf Gabeln mit den gröſsten der gewöhnlich gebrauchten Dimensionen beziehen. Gabeln der Contra-Octave C_{I}, D_{I}, E_{I}, etc. tönen bei den kräftigsten Schwingungen so überaus schwach, daſs ihr Ton nur in der unmittelbarsten Nähe des Ohres vernommen wird, gleichgültig ob sie zur Abdämpfung der Obertöne an den Enden mit Klammern versehen sind oder nicht; Gabeln der groſsen Octave *C D E* etc. tönen wohl auch noch recht schwach, werden aber doch schon auf Distanzen von mehreren Fuſs gehört. Gabeln der ungestrichenen Octave tönen, besonders die höhern, schon verhältniſsmäſsig recht hell laut, werden

schon auf mehrere Klafter Distanz deutlich gehört, während die der eingestrichenen Octave bereits so laut tönen, daſs ein gewöhnliches gröſseres Wohnzimmer von dem Tone ganz erfüllt ist. Selbstverständlich sind innerhalb jeder Octave die höhern Töne auch entsprechend lauter als die tiefern, und sind immer nur Gabeln von proportionalen Dimensionen zu vergleichen. Auſserdem ist noch hervorzuheben, daſs die hohen Töne einen ganz andern Charakter zeigen als die tiefen; sie sind nämlich viel heller, und man könnte sagen concentrirter, d. h. sie scheinen von einem viel kleinern Raume auszugehen, als es in Wirklichkeit der Fall ist. Dies tritt besonders deutlich an den höhern Tönen der ungestrichenen Octave hervor, ist aber übrigens schon an den höheren Tönen der ungestrichenen Octave spurweise zu bemerken. Bei den sehr hohen Octaven nimmt die Tonstärke wohl wieder etwas ab, bleibt aber noch immer unverhältniſsmäſsig gröſser als bei den tiefsten Octaven. Diese Differenzen bleiben selbst dann noch bemerkbar, wenn die Stimmgabeltöne durch entsprechende Resonanzkästen verstärkt werden, nur treten sie dann minder auffällig und in anderer Progression hervor. Es nimmt nämlich die Stärke der Töne von der Contra-Octave bis zu den höchsten Tönen der ungestrichenen wohl stetig zu, doch ist die Zunahme nur in gröſseren Intervallen deutlich bemerkbar; die Töne der eingestrichenen Octave zeigen aber schon etwas Abnahme. — Vergleicht man Stimmgabeln von gleicher Höhe, aber verschiedenen Dimensionen, so findet man constant, daſs die mit gröſseren Dimensionen lauter tönen als die mit kleineren. Um nur ein Beispiel anzuführen, ist der Ton zweier auf *C* gestimmten Gabeln mit folgenden Dimensionen in Centimetern:

1. Länge	$26\frac{1}{2}$,	Breite	2,0	Dicke	1,15
2. „	18,	„	1,2	„	0,5

so ungleich laut, daſs man die gröſsere mindestens auf zweimal so groſse Distanz hört, als die kleinere. Dasselbe gilt auch von allen anderen Tonhöhen. — Hier ist auch noch die Thatsache zu erwähnen, daſs die hohen meist

unharmonischen Obertöne, die gröfsere Gabeln hören lassen, besonders wenn sie mit härteren Körpern geschlagen worden, auffallend laut sind, und auf grofse Distanzen gehört werden, selbst wenn der Grundton nur sehr schwach ist. An diesen lauten Obertönen kann man dann dieselbe Eigenthümlichkeit bemerken, wie an den hohen Grundtönen, dafs sie nämlich sehr concentrirt oder klein sind; bei manchen derselben ruft der Gehörseindruck die Vorstellung wach, als würde nur eine dünne, fadenförmige Säule im Innern der Zinken den Ton geben. Bemerkenswerth ist ferner, dafs diese Obertöne bei den Gabeln mit hohen Grundtönen, selbst wenn sie mit hartem Hammer geschlagen werden, viel schwächer hervortreten, der Grundton hingegen sofort eben so laut erscheint, als wenn die Gabel mit weichem Hammer geschlagen würde, was bei den tieferen Gabeln nicht der Fall ist.

Ganz analoge Erscheinungen findet man auch an transversal schwingenden Stäben. Es geht dies schon aus dem folgenden einzelnen Beispiel hervor. Ein Eisenstab von 50 bis 60 Cm. Länge 0,6 Cm. Breite und 0,3 Cm. Dicke, der an seinen Knotenpunkten durch stark gespannte Schnüre festgehalten ist, kann bekanntlich durch Streichen mit einem Bogen leicht in transversale Schwingungen versetzt werden. Streicht man die breite Fläche des Stabes bei nur mäfsigem Druck, so sind die transversalen Schwingungen sehr intensiv. Steht das Gestell, über welches die Schnüre gespannt sind, auf irgend einer gröfseren Holzplatte, so hört man neben einem Grundton einen oder zwei Obertöne; sehr laut ist bei dem erwähnten Verfahren zumeist der erste Oberton. Sowie man aber das Gestell von der Holzplatte abhebt, so schwindet auch der laute Ton vollständig und dann hört man nur in unmittelbarer Nähe den Grundton wie bei tiefen Stimmgabeln. Setzt man das Gestell wieder auf die Holzplatte, so erscheint der laute Ton wieder und neben ihm der Grundton nur in unmittelbarster Nähe des Ohres. Es ist somit gar kein Zweifel, dafs die Eigentöne des Stabes, die den transversalen Schwingungen entsprechen, an und

für sich eben so schwach sind wie tiefe Stimmgabeltöne. Wird der Stab dicker und breiter, so ist es wohl schwieriger, ihn transversal schwingen zu machen, aber die Töne werden an und für sich lauter; dasselbe gilt auch, wenn der Stab bei gleicher Dicke und Breite kürzer wird. — Streicht man den Stab an seiner schmalen Randfläche bei kräftigerem Druck, so erscheint constant ein sehr lauter durchdringender und sehr hoher Ton, der ganz den Charakter hat wie die Töne longitudinal schwingender Stäbe, und ohne Resonanzplatte eben so laut ist, als mit einer solchen. Schlägt man den Stab mit einem Metallknopf, so erhält man laute Obertöne von demselben Charakter wie bei groſsen Stimmgabeln, die man auch ohne Resonanzplatte auf gröſsere Distanzen hört. Neben diesen hohen Obertönen erscheint der Grundton immer nur sehr schwach.

Alle diese Thatsachen, die einzeln vielleicht jedem Fachmanne bekannt seyn dürften, lassen es nun als über allen Zweifel festgestellt erscheinen, daſs das Tönen oder Nichttönen von Stimmgabeln und einfachen Stäben nicht von der Gröſse ihrer Berührungsfläche mit der Luft abhängig seyn könne, da doch — wenn dies der Fall wäre — hohe kleine Gabeln nicht lauter tönen könnten, als tiefe groſse, Obertöne nicht lauter seyn könnten als Grundtöne usw. — Gerade diese Thatsachen scheinen aber denn doch von vorne herein geeignet, über die mechanischen Vorgänge, die der Bildung von Schallschwingungen zu Grunde liegen, einiges Licht zu verbreiten und das Erkennen von Gesetzen, die speciell für die Theorie der medicinischen Diagnostik von fundamentaler Wichtigkeit sind, wesentlich zu fördern. Halten wir also die Fragen fest: Warum tönen Stimmgabeln für sich allein nicht hinreichend laut? und warum tönen hohe Gabeln lauter als tiefe, hohe Obertöne lauter als die Grundtöne?

Daſs die Gröſse der Schwingungs-Amplitüden hiebei in Frage kommen sollte, wird wohl von Niemandem behauptet; trotzdem dürfte es nicht ohne Interesse seyn, einige specielle hierauf bezügliche Daten mitzutheilen.

Man kann die Schwingungs-Amplitüden bei Stimmgabeln bekanntlich ziemlich leicht messen, aber immerhin erfordert das gewöhnliche Verfahren doch schon complicirte Vorrichtungen. Nun lassen sich aber diese Amplitüden, wenigstens bei gröfseren Gabeln, auch ohne alle Vorrichtungen leicht *hinreichend* genau beurtheilen, wohl auch messen. Da die diesbezügliche Methode jedenfalls viel bequemer ist als die gewöhnlich übliche, da sie überdies für gewisse einschlägige Untersuchungen besondere Vortheile gewährt, so wird die ausführlichere Mittheilung derselben nicht ungerechtfertigt erscheinen.

Hält man eine gröfsere schwingende Stimmgabel vertical in der Nähe einer guten Lichtquelle, so dafs das Licht die schmalen Randflächen beider Zinken gleichmäfsig trifft, und fixirt man diese Flächen ihrer ganzen Länge nach aufmerksam, so erscheinen dieselben während der Schwingungen bekanntlich verbreitert. An den verbreiterten Flächen kann man aber bei entsprechendem Sehwinkel, den man bald herausfindet, deutlich zwei, optisch sich ganz verschieden präsentirende Abschnitte unterscheiden; die Mitte der Fläche zeigt nämlich genau dieselbe Farbe und denselben Glanz wie die ruhende Gabel, während zu beiden Seiten derselben je ein Streifen sichtbar wird, dessen Glanz und Farbe so deutlich absticht von der Mitte, dafs er sofort als etwas Verschiedenes erkannt werden kann. Zudem sind beide Streifen nach einwärts so scharf abgegränzt, dafs man ihre Gränzen der ganzen Länge nach als eine haarscharfe Linie recht deutlich unterscheiden kann. Es kann wohl als selbstverständlich hingestellt werden, dafs die erwähnten Randstreifen ihrer Breite nach die Länge der Schwingungsexcursionen repräsentiren. Sie persistiren bei gröfseren Gabeln hinreichend lange, um mittelst Zirkelspitzen oder auch mittelst eines feinen Maafsstabes, die man in vorsichtiger Weise möglichst nahe an die Zinkenfläche hinanbringt, gemessen werden zu können. Ein besonderer Vortheil bietet sich bei dieser Untersuchung, wie schon oben erwähnt, insofern dar, als

man gleichzeitig die Schwingungs-Amplitüde nicht blos am Ende der Zinken, sondern ihrer ganzen Länge nach deutlich sehen kann, so dafs man das Gesetz, nach welchen diese Amplitüden abwärts abnehmen, sozusagen verkörpert vor sich stehen hat. In der That zeigt diese Abnahme bei Gabeln von gleicher Tonhöhe und verschiedenen Dimensionen schon bei oberflächlicher Betrachtung Verschiedenheiten, die für die feinere Mechanik nicht unwichtig seyn dürften. — Diese einfache Beobachtungsmethode ergiebt nun folgende Thatsachen: Die *sichtbaren* transversalen Schwingungen der Gabelzinken erstrecken sich constant blos über einen gröfseren oder kleineren Abschnitt der Zinken, niemals über deren ganze Länge. Die fast in allen Lehrbüchern zu findende Darstellung, als würde auch das Verbindungsstück der Zinken ebenso oder nahezu ebenso kräftig nach entgegengesetzter Richtung schwingen, ist sonach bis dahin zu ergänzen, dafs diese Schwingungen selbst da, wo die Dicke des Verbindungsstückes nur dieselbe ist, wie die der Zinken, immer nur in nicht sichtbaren, nicht mefsbaren Dimensionen vor sich gehen, eine Thatsache, von deren Richtigkeit man sich übrigens auch durch den Tastsinn leicht überzeugen kann, und die sich, wie wir später sehen werden, auch aus der entsprechenden mathematischen Formel ergiebt. Die transversalen Excursionen der Gabeln sind bei dünneren Zinken *caeteris paribus* gröfser als bei dickeren, *erstrecken sich aber be letzteren etwas tiefer hinab als bei ersteren*, eine Thatsache von besonderer Wichtigkeit für das Verständnifs der Tonbildung, wie sich später zeigen wird. So z. B. sieht man bei den beiden *C*-Gabeln, deren Dimensionen oben angegeben wurden, die transversalen Schwingungen der dünneren bis unter die Mitte der Zinkenlänge *etwa nahezu* den Endpunkt des zweiten Drittels, wenn deren Gröfse am freien Ende *mindestens* 1''' beträgt; während man die transversalen Schwingungen der dickeren bis unter das zweite Drittel hinab verfolgen kann, wenn deren Gröfse am freien Ende *höchstens* 1''' beträgt. Der scheinbare äufsere Rand

der verbreiterten Flächen der schwingenden Zinken erscheint bei langen und dünnen Gabeln für das freie Auge schon concav, während er bei gleich langen aber dickern oder gleich dicken aber kürzeren Zinken wenigstens für das freie Auge umsoweniger gekrümmt erscheint, je dicker oder kürzer dieselben; die Krümmung ist im ersten Falle am stärksten in der Nähe der freien Enden, und ist nur nach einem sehr kräftigen Stofs und nur verhältnifsmäfsig sehr kurze Zeit deutlich bemerkbar.

Ferner sind die transversalen Excursionen bei tieferen Gabeln *caeteris paribus* constant gröfser als bei höheren, weshalb denn auch die hier beschriebene Beobachtungsmethode eben nur an Gabeln der Contra-, grofsen und ungestrichenen Octave mit grofsen Dimensionen geübt werden kann. An Gabeln der eingestrichenen Octave kann man die transversalen Excursionen wenigstens bei den tieferen wohl noch wahrnehmen, aber nicht mehr richtig beurtheilen. Dafs auch die untere Gränze der sichtbaren Schwingungen bei allen Gabeln keine scharfe exact zu bestimmende sey, bedarf kaum der Erwähnung.

An einfachen Stäben liegt wohl nur eine weitaus kleinere Zahl von ähnlichen Beobachtungen vor, doch sind diese wenigen so bestimmter Art, dafs es kaum einem Zweifel unterliegen kann, es gelten bezüglich der Gröfse der transversalen Schwingungs-Amplitüden genau dieselben Gesetze wie bei Stimmgabeln.

Da nun, wie oben angegeben worden, gerade tiefe und dünne Gabeln *caeteris paribus* schwächer tönen als hohe und dicke, so kann es auch als über allen Zweifel festgestellt betrachtet werden, dafs *transversale Schwingungen auf die Stärke des Schalles direct keinen Einflufs haben.*

Da die Erfahrung aber denn doch entschieden zeigt, dafs hohe Gabeln für sich allein schon laut tönen, und zwar viel lauter als tiefe, drängt sich allerdings die Frage auf, ob nicht etwa die Anzahl der Schwingungen auf die Stärke der Töne Einflufs habe? ob nicht etwa die Em-

pfindlichkeit des Gehörsinnes für hohe Töne oder gröſsere Schwingungszahlen eine gröſsere sey als für tiefe? Diese Fragen lassen sich aber entschieden verneinen. Daſs wir auch tiefe Töne laut zu hören vermögen, erkennen wir doch sofort, wenn tiefe Gabeln mit Resonanzkasten versehen werden. Daſs durch Resonanzböden die Zahl der Schwingungen vermehrt werden sollte, läſst sich ganz entschieden nicht annehmen, es ist dies so klar, daſs es gar keines Beweises bedarf. Mithin steht auch der Satz über allen Zweifel fest: *Die Anzahl der Schwingungen in der Zeiteinheit hat auf die Stärke des Schalles gar keinen Einfluſs.*

Bei diesem Sachverhalte haben noch die folgenden Thatsachen ganz besondere Wichtigkeit. Bei Glas-, Stein- und Metallplatten oder Stäben erhält man constant durch Klopfen bei der schon früher (Aufs. I, S. 8)[1] angegebenen Untersuchungsart ganz dieselben Klänge, wenn man den Stoſs longitudinal, als wenn man ihn transversal führt, nur sind im ersteren Falle die hohen, im letzteren die tiefen Töne des Klanges lauter. Daſs der Stoſs genau longitudinal geführt werde, ist namentlich bei etwas dickeren Platten und Stäben gar nicht schwierig. (Vgl. I, S. 8, 33.) Auch bei Stimmgabeln lassen sich ähnliche Thatsachen constatiren, die hier speciell von der höchsten Wichtigkeit und gröſsten Tragweite sind. Klemmt man den Gabelstiel oder auch das Verbindungsstück selbst in nicht zu groſser Ausdehnung in der Nähe des Verbindungsbogens mittelst eines Schraubstockes fest und unbeweglich gegen eine möglichst feste Widerlage in beliebiger Stellung und klopft mit einem kleinen Metallknopf auf das Ende des Stiels longitudinal, so erhält man den Grundton, wenn das Ende der Zinken genähert ist, recht laut. Dasselbe geschieht in schwächerem Grade auch schon, wenn man an der Seitenfläche des Stieles, in welcher Richtung immer, klopft, oder wenn man, namentlich an den Schraubenwindungen desselben, mit irgend einem,

wenngleich nur festweichen Körper streift. Läfst man den Gabelstiel an einem starken Zwirnfaden hängen, so entstehen bei dem leisesten Klopfen an jedem Punkte des Stieles, wenn die Gabel dabei auch nicht die geringste Bewegung zeigt, hohe Töne, die constant von dem Grundtone begleitet sind. Auch wenn man am Verbindungsstücke noch so leise klopft, geschieht dasselbe um so deutlicher, je mehr der klopfende Stofs auf die Verlängerung der Hauptflächen der Zinken fällt, gleichgültig in welcher Richtung. Trifft er die senkrecht auf erstere stehende Fläche, so hört man bei schwachem Klopfen nur hohe Obertöne, bei etwas stärkerem aber, *oder bei rasch auf einander folgender Wiederholung der schwachen Stöfse auch den Grundton.* Klopft man auf die Mitte der Concavität des Verbindungsbogens mit irgend einem schmalen Körper, z. B. einem Messerrücken, noch so schwach, so erscheint neben hohen Tönen ebenfalls sofort auch der Grundton. All das geschieht auch bei Gabeln mit kurzen dicken Zinken.

Hemmt man die Schwingungen des Gabelstiels, indem man ihn in gröfserem Umfange oder an zwei verschiedenen Punkten gleichzeitig mit Eisenmassen stützt oder seine Endfläche gegen feste Körper drückt, so hört man bei stärkerem Klopfen auf denselben nach jeder Richtung den Grundton nur als kurzen klopfenden Schall. — Glas- und Metallglocken, die mit einem stab- oder knopfförmigen Griffe aus gleichem Material versehen sind, lassen ebenfalls den Grundton der Glocke hören, wenn man sie am Griffe hält und dabei longitudinal auf denselben klopft, und zwar um so lauter, je dünner die Glockenwände.

Nicht minder auffallend als die bisher besprochenen Erscheinungen ist die Thatsache, dafs Stimmgabeln in der unmittelbaren Nähe des Ohres unverhältnifsmäfsig laut tönen. Auf den ersten Blick könnte man diese Thatsache vielleicht übersehen, da es den Anschein hat, als wäre das laute Tönen in der Nähe des Ohres und das Nichttönen in einiger Entfernung, durch die natürliche Abnahme

der Einwirkungen der Schwingungen auf das Ohr mit der Entfernung schon begründet. Allein bei genauerer Untersuchung ergiebt es sich als zweifellos, dafs dem nicht so sey. Man findet nämlich schon zwischen tiefen und hohen Gabeln einen auffallenden Unterschied bezüglich der Abnahme der Tonstärke mit der Entfernung vom Ohre. Tiefe Gabeln tönen in der Nähe des Ohres nur dann sehr laut, wenn die Enden der Zinken dem Ohre genähert sind; verschiebt man die Zinken, so dafs ihre untern Abschnitte dem Ohre zunächst sind, so hat das schon dieselbe Wirkung, als hätte man die Gabel im Ganzen entfernt, der Ton wird nämlich auffallend schwächer und bei gänzlicher Entfernung vom Ohre nimmt die Schwächung noch rapider zu, dabei bleibt aber die Klangfarbe des Tones immer dieselbe. — Bei hohen Gabeln ist dieses Verhältnifs complicirter. In der nächsten Nähe des Ohres hört man nämlich einen sehr schrillen unangenehmen durchdringenden Ton, der aber schon auf 1 bis 2″ Distanz einem Tone von ganz anderer Klangfarbe weicht. Der erstere nimmt in der That noch räscher ab, als tiefe Töne, während der letztere bei der Entfernung vom Ohre *auffallend langsamer* abnimmt. Besonders auffallend ist aber dieses Verhältnifs bei den hohen Obertönen der Gabeln, die durch Stofs mit Metallmassen erregt werden, sowie auch bei allen durch specifisch-longitudinale Einwirkung erzeugten Tönen und Klängen. Man kann sich nämlich bei diesen beiden Schallarten sehr leicht überzeugen, dafs die Abnahme der Schallintensität mit der Entfernung der Schallquelle vom Ohre eine ganz andere, *wesentlich von der bei transversal schwingenden Objecten verschiedene, weil weitaus langsamere ist.*

Hieran schliefst sich naturgemäfs die folgende Reihe von auffälligen Erscheinungen, die sich auf das Verhalten der Resonanztöne beziehen, wenn zwei gleichgestimmte Resonanzkästen, oder noch besser ein Resonator und ein Resonanzkasten aufeinander einwirken. Es wurde bereits im Aufsatze IV (S. 7, 8) eine derartige Erscheinung mit-

getheilt, mit der Bemerkung, dafs dieselbe einer eingehenderen Untersuchung bedürfe. Eine solche Untersuchung wurde nun thatsächlich an einer grofsen Reihe von Stimmgabel-Resonanzkasten vorgenommen und ergab folgende Details. Vor allen ist hervorzuheben, dafs auch hier zwischen tiefen und hohen Gabeln ein bemerkenswerther Unterschied besteht.

Die Scheidegränze zwischen beiden Gruppen befindet sich inmitten der ungestrichenen Octave, deren tiefere Töne, das *c*, *d* noch zur Gruppe der tiefen, deren hohe Töne *a*, *h* aber schon zur Gruppe der hohen gehören, während die mittleren Töne allmälige Uebergänge von der einen zur anderen Gruppe darstellen. Die im Aufsatze IV beschriebene Erscheinung bezicht sich auf eine der Gruppen der hohen Töne angehörige Gabel, nämlich das *a*. — Das Wesentlichste der Erscheinung besteht in dem Verschwinden der Resonanz, wenn ein gleichgestimmter Resonator mit seiner freien Mündung der des Resonanzkastens in einer Entfernung von etwa 2″ gegenübergehalten wird und in dem gleichzeitigen Fortbestehen eines durchdringend lauten, aber von aufsen nicht hörbaren Tones im Innern des Resonators.

Die Erscheinung stellt sich bei genauer Untersuchung unzweideutig als Interferenz-Phänomen heraus, wie das auch *a priori* auf den ersten Blick vermuthet werden mufs. Man kann nämlich bei concentrirter Aufmerksamkeit, besonders bei tiefen Tönen eine Wiederholung des Phänomens, insofern es sich auf die Schwächung des Tones bezieht, aber nur in sehr schwachem Grade constatiren, wenn der Resonator in unveränderter Stellung allmählig vom Resonanzkasten entfernt wird, und zwar am sichersten, wenn beide Resonanzräume auf einer hinreichend langen Tischplatte sich einander nähern und von einander entfernen.

Bei der Gruppe der tiefen Gabeln gestaltet sich nun das Phänomen folgendermafsen: Die Resonanz schwindet nicht vollständig, sondern wird nur auffällig geschwächt; die Schwächung beginnt bei einer Distanz von etwa ½ bis 1″,

erreicht ihr Maximum erst wenn der Resonator zum Theile schon in den Kasten hineinragt. Bei der Entfernung wird die Resonanz jenseits jener Stelle, an der die Schwächung begonnen hat, eine kurze Strecke entlang etwas lauter als ohne Resonator, eine weitere kurze Strecke entlang wieder etwas schwächer, etwa so wie ohne Resonator; bei noch weiterer Entfernung bleibt er unverändert und zeigt nur bei einer mindestens zwei- bis dreimal so großen Strecke als früher, innerhalb einer sehr kleinen Distanz eine constante eben nur merkliche Schwächung, um dann wieder unverändert fortzubestehen. Nur hie und da gelingt es bei noch weiterer Entfernung, in gleicher Strecke noch einen Punkt der Schwächung zu constatiren.

Horcht man mittelst eines Kautschukschlauches, den man über das Ohrende des Resonators schiebt, auf den Ton im Innern des letzteren, so ist derselbe im Algemeinen lauter, aber sonst in verschiedenen Distanzen dem von außen hörbaren ganz proportional, so daſs hier von zwei verschiedenen Tönen nicht die Rede seyn kann. Deckt man die Mündung des Resonanzkastens mittelst einer beliebigen Scheibe zu, so ist sowohl der von außen frei, als auch der in seinem Innenraume durch Hörrohr hörbare Ton nur so viel geschwächt, wie bei der Einwirkung des Resonators.

Hält man die Mündung des Resonators vor die freien Enden der Gabelzinken, so tritt bei einer Entfernung von etwa $\frac{1}{2}''$ eine deutliche Schwächung der Kasten-Resonanz auf, bei gröſserer Annäherung eine deutliche Verstärkung derselben, bei gröſserer Entfernung hingegen bleibt selbe unverändert.

Bei der Gruppe der hohen Töne ist das Phänomen wesentlich verschieden. Es besteht nämlich hier zwischen dem im Innern des Resonators und dem von auſsen frei hörbaren Tone *keine* Proportionalität, zudem auch noch eine Klangfarbenverschiedenheit, so daſs hier allerdings zwei ganz verschiedene Töne zum Vorschein kommen.

Die Details sind folgende: Das Maximum der Schwächung des Tones tritt hier schon bei einer zwischen 1″ und 2″ schwankenden Entfernung des Resonators auf und ist dieselbe so bedeutend, daſs man z. B. bei einer *c*-Gabel nur noch einen Ton von solcher Stärke und Klangfarbe hört, wie er etwa der Gabel allein ohne Resonanzkasten zukömmt. Nähert man den Resonator dem Kasten, so ändert sich in bestimmter Entfernung die Klangfarbe des früher gehörten schwachen Tones, so daſs man deutlich das Auftreten eines neuen aber äuſserst schwachen Tones bemerkt, bei noch gröſserer Annäherung schwindet aber auch dieser wieder.

Entfernt man den Resonator über jenen Punkt hinaus, an dem das Maximum der Schwächung bemerkt wurde, so schwillt der Ton allmählig zu seiner normalen Stärke an, und zeigt dann analog den tieferen Tönen in gewissen, etwas kleineren Distanzen als bei den letzteren mindestens noch einen, mitunter auch zwei Punkte der Tonschwächung. Horcht man mittelst Hörrohr am Resonator, so hört man selbst an jener Stelle, wo die Resonanz von auſsen her bis auf ein Minimum reducirt und kaum noch hörbar ist, einen durchdringend lauten schrillen Ton, dessen Klangfarbe ganz dieselbe ist, wie die jenes Tones, den man bei Annäherung der freien Enden der Gabelzinken an den äuſseren Gehörgang hört. Dieser Ton im Innern des Resonators ist am stärksten etwas einwärts von jener Stelle, wo ohne Hörrohr das Maximum der Schwächung der Resonanz besteht, etwa dort wo der schwache noch hörbare Ton seine Klangfarbe ändert; noch weiter einwärts wird auch der schrille Ton im Innern des Resonators allmählig schwächer, und zwar proportional der Annäherung beider Hohlräume aneinander. Weiter nach auſsen von jener Stelle, wo im Freien die gröſste Schwächung der Resonanz besteht, erscheint neben dem schrillen Tone aus dem Innern des Resonators sehr deutlich der eigentliche Resonanzton, den man auch ohne Hörrohr vernimmt, so daſs man jetzt gleichzeitig zwei ganz verschiedene Töne neben-

einander hört; und während der letztere bei gröfserer Entfernung immer lauter wird, wird der erstere immer schwächer und schwindet endlich ganz.

Beim Verdecken der Kastenmündung wird die Resonanz viel schwächer als bei den tiefen Tönen, sowohl für das freie Ohr von aufsen, als auch für das Hörrohr von innen.

Nähert man den Resonator den Enden der Gabelzinken, so ist eine Schwächung des Tones kaum zu bemerken.

Gegenüber den hier beschriebenen Interferenz-Erscheinungen ist eine andere Reihe von Thatsachen bemerkenswerth, die scheinbar different, möglicherweise denn doch auf dasselbe Gesetz hinweisen wie jene. Sie beziehen sich ebenfalls auf die Interferenz, und kann die Reihe derselben eigentlich schon mit einigen in den Aufsätzen II und III bereits mitgetheilten Thatsachen beginnen. Zunächst damit, dafs der klopfende Schall von Platten durch Reflexion *nur bei transversalem Stofse* sich interferirt, bei longitudinalem nicht; ferner, dafs sich von Scheiben und Platten ausgehende Klänge ebenfalls nicht interferiren in Folge von Reflexion (II. S. 5). Die letztere Mittheilung bezog sich blos auf kleinere Metall-, Stein- und äufserst schwach klingende Holzplatten. Die Untersuchung gröfserer Platten und Scheiben zeigt aber, dafs wenn sie durch Klopfen in geeigneter Weise klingend gemacht werden (I. S. 8, 9), Klänge entstehen, die aus hohen und tiefen Tönen zusammengesetzt sind, während sich nun erstere gar nie interferiren, interferiren sich letztere allerdings um so deutlicher, je tiefer sie sind.

Viel instructiver sind die analogen Phänomene an Orgelpfeifen. Wird eine beliebige offene Labialpfeife angeblasen und hält man einen gleichgestimmten Resonator mit der Mündung jener der Pfeife nahe gegenüber, so wird in einer Entfernung von etwa 1″ der Grundton etwas verstärkt, bei weiterer Annäherung geht derselbe constant

in die höhere Octave über, und zwar um so deutlicher je stärker der Wind ist. Das letztere geschieht auch, wenn man den Resonator vor der Lippenöffnung der Pfeife hält: eine Verstärkung des Grundtones findet in diesem letzteren Falle gar nicht oder in nur unmerklichem Grade statt. Umwandelt man die Pfeife durch Zudecken ihrer Oeffnung in eine gedeckte, also tiefere, so tritt dieselbe Umwandlung des Grundtones in die höhere Octave durch Annäherung des Resonators an die Lippenöffnung auf. Jeder auf einen anderen Ton gestimmte Resonator läfst in beiden Fällen den Grundton unverändert, schwächt ihn höchstens etwas bei zu starker Annäherung an die Lippenöffnung. Dies gilt selbstverständlich auch von einem auf höhere Octave gestimmten Resonator. Man kann diesen für sich allein oder gleichzeitig mit dem gleichgestimmten, welcher Oeffnung immer nähern, so bleibt im ersteren Falle der Grundton ganz unverändert, im letzteren zeigt er nun jene Veränderung, die der gleichgestimmte Resonator allein bewirkt. Legt man die Pfeife horizontal nieder und bläst sie mittelst eines Kautschukschlauches, der die Verbindung mit dem Windkasten herstellt, an, so kann man den Resonator von der Mündung beliebig weit entfernen und überzeugt sich dann, dafs die beschriebene Wirkung selbst bei der sorgfältigsten Beobachtung sich nirgends mehr wiederholt.

Erwähnenswerth ist nebenbei auch noch, dafs alle Labialpfeifen, wenn sie mit sehr schwachem Winde angeblasen werden, constant einen sehr hohen Ton (etwa die zweite höhere Octave) hören lassen.

Werden Zungenpfeifen angeblasen, so verhalten sich sowohl die mit auf-, als auch die mit durchschlagenden Zungen ganz anders gegen die Einwirkung von Resonatoren als die Labialpfeifen. Die Tonhöhe beider ändert sich nämlich durch die Resonatoren gar nicht. Die Tonstärke zeigt folgende Aenderungen. Bei aufschlagenden Zungen bilden sich selbst in Resonatoren von verschiedener Tonhöhe, wenn sie nur hinreichend grofs sind, in einer be-

stimmten Entfernung des Resonators von der Pfeifenmündung neue Resonanztöne, die mit dem ursprünglichen um so weniger verschmelzen, je differenter ihre Höhe ist; bei gleichgestimmten erscheint wohl der Grundton durch das Hinzutreten des Resonanztones etwas lauter, doch kann man bei einiger Aufmerksamkeit beide von einander getrennt percipiren. Bei durchschlagender Zunge erscheint der Ton nur durch den gleichgestimmten Resonator in sehr geringem Grade verstärkt und selbst das nicht constant.

Schwächung der Töne tritt bei beiden Arten von Zungenpfeifen nur dann auf, wenn irgend ein Resonator, *gleichgültig von welcher Tonhöhe*, der Mündung der Pfeife bis auf etwa eine Linie genähert wird, sonst nicht. Es kann sich hier also offenbar nur um eine Hemmung der Ausbreitung der Schallwellen in der äufsern Luft handeln und nicht um Interferenz.

Schliefslich können hier noch einige Erscheinungen angereiht werden, die sich auf das verschiedene Verhalten transversaler und longitudinaler Schwingungen in Bezug auf ihre Resonanz erregende Wirkung beziehen.

Die hohen Obertöne der Stimmgabeln, die man durch Klopfen mit harten Körpern erhält, werden nicht blos von dem eignen Resonanzkasten der Gabel viel weniger verstärkt als der Grundton, sondern auch von anderen beliebig geformten Resonanzböden, und zwar von letzteren noch weniger als von ersteren.

Der Resonanzton der Stimmgabelkasten ist fast durchweg lauter, wenn man den Gabelstiel frei wo immer an die obere Kastenwand ansetzt, als wenn derselbe eingeschraubt ist, wobei dessen kleine Endfläche die Wandoberfläche nicht berührt. Allerdings ist im ersteren Falle der lautere Ton auch von kürzerer Dauer. Ausnahmen hiervon machen nur ungewöhnlich dicke, besonders sehr hohe Gabeln.

Bei einfachen Stäben wird der durch Streichen mit

dem Bogen bei starkem Drucke hervorgerufene durchdringende Ton durch die Unterlage, mag selbe wie immer beschaffen seyn, gar nicht verstärkt; dasselbe gilt auch von den hohen Tönen, die durch Klopfen mit einem Metallknopf erregt werden.

Macht man Stäbe durch longitudinales Streichen klingend und bringt sie im Knotenpunkte mit einem beliebigen Resonanzboden (z. B. dem Stege eines Monochords, oder dessen Wand unmittelbar, einer Tischplatte, einem beliebigen Stimmgabel-Resonanzkasten etc.) in Contact, so bemerkt man deutlich, daſs jedes secundäre Geräusch, z. B. das durch Reiben bedingte, auffallend verstärkt wird, die Klänge oder Töne selbst hingegen kaum merklich und zwar sind es wieder nur tiefere Töne, die einigermaſsen, wenn auch nur wenig, verstärkt werden, während höhere absolut unverändert bleiben.

(Schluſs im nächsten Heft.)

III. *Fernere Thatsachen zur Begründung einer endgültigen Theorie der Elektromaschine zweiter Art; von J. C. Poggendorff.*

(Aus d. Monatsberichten d. Akad. Januar 1875.)

Wenige Aufgaben der Physik haben bisher so sehr aller Theorie gespottet als diejenigen, welche uns durch die Elektromaschinen vorgelegt worden sind. Zwar mangelt es nicht an Theorien, welche die Entstehung der Elektricität in diesen Maschinen aus den bekannten und hier auch gar nicht abzuläugnenden Influenzwirkungen herzuleiten versucht haben. Aber, wenn dies auch vollständig gelungen wäre, würde damit doch das Problem noch lange nicht gelöst seyn. Die gerechte Forderung des Nachweises, welche Eigenthümlichkeiten nun die Maschinen durch

das Spiel der Influenzen und Ausströmungen erlangen, sind uns diese Theorien bisher noch schuldig geblieben. Keiner würde im Stande seyn, die Mannigfaltigkeit der hier auftretenden Erscheinungen aus ihnen abzulesen. So wenig man vermocht hat, die bereits bekannten Eigenschaften der Maschinen insgesammt als consequente Folgen jener Theorien zu entwickeln, man vielmehr genöthigt gewesen ist, für jede derselben eine specielle Erklärung aufzusuchen: eben so wenig und noch viel weniger ist es bisher geglückt, irgend eine neue Thatsache aus denselben vorher zu sagen, oder gar zu beweisen, dafs nun nichts Neues mehr aufgefunden werden könne. Kurz, den bisherigen Theorien haben wir nichts zu danken; Alles, die erste Erfindung sowohl wie jede fernere Verbesserung und Vervollkommnung der Maschinen, ist lediglich das Werk der Erfahrung gewesen, des *„provando e riprovando“* der alten florentiner Akademiker [1]).

Unter so bewandten Umständen, die noch jetzt in voller Kraft bestehen, habe ich geglaubt, dafs es für mich lohnender, und für die Wissenschaft erspriefslicher seyn würde, ausschliefslich den experimentellen Weg zu verfolgen, um zu einer vollständigen Kenntnifs der Elektromaschinen zu gelangen, wenn auch dabei keine neuen Principien der Elektricitätslehre zu Tage gefördert werden sollten. Und dies habe ich auch nicht zu bereuen gehabt, denn, wie wohl ich glaube ohne Ueberhebung sagen zu können, dafs ich, etwa mit Ausnahme des Erfinders, diese Maschinen besser kenne, als sonst irgend Jemand, so bin ich doch selbst in jüngster Zeit noch überrascht worden durch Auffindung von Erscheinungen an ihnen, die mir vordem unbekannt waren.

1) Aehnliches gilt übrigens vom Inductorium (Inductions-Apparat), besonders seit man ihm den Condensator hinzugefügt hat. Trotz der tiefsten elektrodynamischen Untersuchungen mangelt es noch immer an sicheren Principien, nach welchen bei der Construction desselben zu verfahren wäre, damit es für eine gegebene galvanische Kraft das Maximum an Inductionswirkung gäbe. Der Mechaniker tappt dabei noch immer im Dunklen herum, und folgt einer blinden Praxis.

Einen ersten Beleg dazu haben die Beobachtungen gegeben, welche ich erst kürzlich die Ehre hatte, der Kgl. Akademie vorzutragen; einen ferneren und noch interessanteren werden die Thatsachen liefern, welche ich in meiner heutigen Mittheilung zu beschreiben gedenke.

I.

Wenn man von einer Theorie der Elektromaschine nichts weiter verlangt als den ungefähren Nachweis, wie in derselben der Strom durch Influenz oder Einströmung zu Stande komme, so wären wir bereits am Ziele, namentlich bei der Maschine zweiter Art.

Denn die Theorie, welche ich von dieser Maschine in den Monatsberichten für 1872, S. 822 gegeben habe [1]), löst das Problem der Strom-Erregung in derselben, ohne irgend welche neue Hypothesen zu machen, auf eine so einfache und befriedigende Weise, dafs sie anscheinend nichts zu wünschen übrig läfst.

Ich halte sie auch jetzt noch, der Hauptsache nach, für richtig, kann ihr aber keinen allgemeinen Werth mehr beilegen, seit der Zufall mich belehrt hat, dafs sie eine Fülle von Erscheinungen aufser Acht läfst, die vielleicht für die Strom-Erregung keine Bedeutung haben mögen, sicher auch für die praktische Benutzung der Maschine ohne sonderlichen Werth sind, desto mehr aber das wissenschaftliche Interesse in Anspruch nehmen, und jedenfalls gekannt seyn müssen, bevor man sagen kann, man habe ein volles Verständnifs der Maschine.

Einen Theil dieser Erscheinungen habe ich bereits in meiner letzten Mittheilung beschrieben (Monatsberichte für 1874, S. 51) [2]). Namentlich habe ich gezeigt, dafs wenn man an der Elektromaschine zweiter Art, nachdem sie eine Zeitlang in voller Wirksamkeit gewesen ist, eine der Scheiben festhält, die andere, bei erneuter Rotation der Maschine, für sich allein dieselben Erscheinungen darbie-

1) Annal. Bd. 150, S. 5.
2) Annal. Bd. 153. S. 80.

tet, namentlich einen Strom von eben der Richtung liefert, wie zuvor, als beide Scheiben gemeinschaftlich und gegen einander rotirten.

Ich erwähnte auch beiläufig, dafs wenn man die festgehaltene Scheibe um 180° verstelle, der Strom in der anderen Scheibe seine Richtung umkehre.

Seitdem habe ich dies Phänomen näher untersucht und dabei gefunden, dafs es viel mannigfaltiger und merkwürdiger ist, als ich damals glaubte. Es hat sich nämlich als allgemeines Resultat herausgestellt, dafs wenn man die festgehaltene Scheibe aus einer Lage in eine andere bringt, es nicht sowohl die Art und Gröfse der Verstellung ist, welche den Effect bedingt, als vielmehr die *Richtung*, in welcher man sie vollzogen hat.

Um dieses zu verdeutlichen, will ich das Beobachtungsverfahren näher beschreiben. Nachdem ich die Maschine eine Zeitlang in voller Thätigkeit gehalten habe, damit sich beide Scheiben gehörig elektrisiren, lüfte ich die Schraube an der Vorderscheibe und halte diese Scheibe fest, indem ich einen Finger auf ihren Rand lege; lasse ich nun die Maschine wieder im anfänglichen Sinne rotiren, so bekomme ich blofs in dem Verticalbügel an der Hinterscheibe einen Strom und zwar in derselben Richtung wie zuvor, als beide Scheiben sich gegeneinander bewegten. Man erkennt dies leicht im Dunklen an der Lage der positiven Lichtbündel.

Drehe ich nun die Vorderscheibe mit dem Finger um 360° und halte sie dann wiederum fest, so wird dadurch begreiflich in der gegenseitigen Lage der beiden Scheiben nichts geändert. Man sollte demnach glauben, eine solche Drehung habe gar keine Wirkung. Dem ist aber nicht also. Denn wenn man jetzt die Hinterscheibe wiederum in die anfängliche Rotation versetzt, zeigt sich merkwürdigerweise, dafs die Wirkung abhängig ist von dem Sinn, in welchem man die Vorderscheibe gedreht hatte.

Wurde *rechtsinnig* gedreht, d. h. im Sinne der Rotation, welche die Vorderscheibe bei voller Thätigkeit der

Maschine besitzt, so erweist sich der Strom an der Hinterscheibe *ungeändert*. Hatte man aber *links* herum oder *widersinnig* gedreht, so findet sich dieser Strom *umgekehrt*.

Denselben Effect hat eine Drehung von 180°. *Links* herum kehrt sie die Richtung des Stroms an der Hinterscheibe um; *rechts* herum ist sie ohne Einfluſs auf dieselbe. Bei dieser halben Umdrehung wird allerdings die gegenseitige Lage der Scheiben geändert; aber diese Aenderung ist doch dieselbe, man mag rechts oder links herum gedreht haben. Es ist also wesentlich die *Richtung* der Drehung oder Verstellung, welche den Effect bedingt.

Selbst eine Drehung von 90° hat dieselbe Wirkung. Nur die widersinnige kehrt den Strom der Hinterscheibe um [1]).

Es kann auffallend erscheinen, daſs eine widersinnige Drehung von 180° eben so wirkt wie eine von 90°, und eine von 360° eben so wie eine von 180° oder 90°. Die Sache erklärt sich aber einfach, wenn man mehrere solcher Drehungen von 90° oder 180° unmittelbar hintereinander vornimmt, ohne dazwischen die Hinterscheibe in Rotation zu versetzen. Man findet dann, daſs nur die *erste* dieser Verstellungen eine Wirkung ausübt, die zweite und jede folgende aber nicht. Dagegen führen zwei widersinnige Verstellungen von 90° oder von 180° den Strom wieder auf seine anfängliche Richtung zurück oder kehren ihn zwei Mal um, sobald dazwischen die Hinterscheibe in Rotation versetzt ward.

Sehr merkwürdig ist die Wirkung einer widersinnigen Drehung oder Verstellung von 45°. Dreht man die Vor-

1) Alles was bisher von der vorderen, d. h. dem Beobachter zugewandten Scheibe gesagt ist und noch fernerhin von ihr gesagt werden wird, gilt auch von der hinteren oder abgewandten. Die beiden Scheiben verhalten sich in Bezug auf die hier behandelten Phänomene ganz gleich. Nur weil die Verstellung bei der Vorderscheibe leichter zu bewerkstelligen ist als bei der Hinterscheibe, habe ich sie in der Regel bei der ersteren vollzogen.

derscheibe langsam um einen Quadranten zurück, während man die Hinterscheibe unausgesetzt schnell rotiren läfst, so sieht man den Strom an letzterer allmählig schwächer werden, dann erlöschen, wenn die Vorderscheibe die Stellung -45^0 erreicht, und nun in umgekehrter Richtung wieder wachsen bis zu der Stellung 90^0. Läfst man die Vorderscheibe etwas lange in der Stellung -45^0 verweilen, so hat es zur Folge, dafs der Strom an der Hinterscheibe vollständig erlischt, und bei weiterer Drehung nicht wieder zum Vorschein kommt. Man sieht alles dieses im Dunklen sehr schön, wenn man die Kämme an der Hinterscheibe durch eine Spectralröhre verbunden hat. Eine widersinnige Drehung der Vorderscheibe um 90^0+45^0, 180^0+45^0, oder 270^0+45^0 hat diese Wirkung nicht, so wenig wie irgend eine rechtsinnige, die überhaupt den Strom an der Hinterscheibe gar nicht ändert.

II.

Bei allen diesen Versuchen wurde die Maschine immer in gleichem Sinne in Thätigkeit gesetzt, nämlich so, dafs die Vorderscheibe (wenn sie nicht festgehalten ward) rechtläufig, die Hinterscheibe also rückläufig rotirte, letztere mithin vor und nach der Festhaltung der ersteren sich in gleicher Richtung bewegte. Man kann aber begreiflich auch so verfahren, dafs man die Maschine *vor* und *nach* der Festhaltung der Vorderscheibe in entgegengesetztem Sinn rotiren läfst, z. B. vorher *rechtläufig*, und nachher *rückläufig* [1]).

Verfährt man in dieser Weise, so ergiebt sich, dafs eine gegen die anfängliche Rotationsrichtung der Vorderscheibe widersinnige Verstellung dieser Scheibe von 90^0,

1) Rechtläufig nenne ich die Rotation der Maschine, wenn ihre Kurbel im Sinne der Drehung eines Uhrzeigers bewegt wird, was, wie bei mir der Schnurlauf um die beweglichen Rollen der Maschine geschlungen ist, eine Rotation der Vorderscheibe in gleicher Richtung zur Folge hat.

180° oder 360° den Strom allemal umkehrt, eine rechtsinnige aber nicht.

Der Effect ist also derselbe wie in dem Fall, daſs die Rotationsrichtung der Maschine nicht geändert ward, ungeachtet hierbei die Hinterscheibe sich in umgekehrter Richtung gegen die verstellte Vorderscheibe bewegt.

Selbst die vorhin erwähnte merkwürdige Wirkung einer Verstellung der Vorderscheibe von 45°, nämlich der *Vernichtung* des Stromes, zeigt sich, wenn man die Rotationen der Maschine vor und nach der Verstellung der Vorderscheibe im umgekehrten Sinn vornimmt, eben so gut, wie wenn sie in gleichem Sinne geschehen.

III.

Ich schreite nun zu einer zweiten Klasse neuer Erscheinungen.

Die Umstände dabei sind in sofern verschieden von den vorherigen, als die Vorderscheibe, nachdem sie um eine gewisse Gröſse verstellt worden ist, wieder festgeschraubt, und zum zweiten Male gemeinschaftlich mit der Hinterscheibe wieder in Rotation versetzt wird, zuvörderst in derselben Richtung wie vor der Verstellung.

Im Allgemeinen sind die Erscheinungen den vorhin beschriebenen ähnlich, doch mit einigen Ausnahmen.

Aehnlich sind sie in sofern, als eine Verstellung der Vorderscheibe von 180°, je nachdem sie recht- oder widersinnig vollzogen ward, den Strom ungeändert läſst oder umkehrt; und eine volle Drehung von 360° nicht anders wirkt als eine halbe von 180°, weil, wenn zwei halbe Drehungen unmittelbar auf einander folgen, die zweite keine Wirkung hat.

Aber eine Verschiedenheit liegt darin, daſs eine Verstellung von bloſs 90° ohne allen Einfluſs ist, während diese bei der ruhenden Vorderscheibe, wie wir gesehen, so gut wie die Verstellung von 180° oder 360°, eine Umkehrung des Stromes bewirkt, wenn sie widersinnig vollzogen ward.

Dreht man indefs die Vorderscheibe links um 90° und die Hinterscheibe rechts um 90°, also beide Scheiben widersinnig, so erfolgt eine Strom-Umkehrung. Es müssen aber dazu beide Drehungen *gleichzeitig* vorgenommen werden. Wenn das nicht geschieht, wenn man erst die eine, und dann die andere widersinnig um 90° dreht, bleibt der Strom der Maschine *ungeändert*. — Die entgegengesetzten Drehungen beider Scheiben um 90° sind also nicht ganz gleichwerthig der Drehung *einer* der Scheiben um 180°.

Rechtsinnige Drehungen beider Scheiben um 90°, gleichviel ob gleichzeitig oder nicht, haben übrigens keine Wirkung.

Ebenso hat eine widersinnige Drehung beider Scheiben um 180°, sie mag gleichzeitig vorgenommen seyn oder nicht, keinen Einflufs auf die Richtung des nachherigen Stromes der Maschine.

Ferner kommt das merkwürdige Erlöschen des Stromes bei einer widersinnigen Verstellung der Vorderscheibe um 45° in diesem Falle nicht vor; eine solche Verstellung hat gar keinen Einflufs.

Dagegen hat man nun Gelegenheit einige Erscheinungen wahrzunehmen, die bei ruhender Vorderscheibe nicht vorkommen können.

Die erste ist folgende. Läfst man auf eine halbe *widersinnige* Drehung der Vorderscheibe um 180°, sogleich eine *rechtsinnige* von eben der Gröfse folgen, ehe man die Maschine wieder in Thätigkeit setzt, so zeigt sich, bei erneuter Rotation derselben, die Stromesrichtung ungeändert. Dreht man aber zuerst rechtsinnig um 180° und dann um eben so viel zurück, so giebt die Maschine einen Strom von umgekehrter Richtung.

Bei diesem Verfahren wird die gegenseitige Lage der beiden Scheiben so wenig geändert, wie bei der vollen Drehung um 360°; aber defsungeachtet ist auch hier das Resultat ein entgegengesetztes, je nachdem man zuerst links oder zuerst rechts gedreht hat.

Man wird auch bemerken, dafs im ersten Fall die an sich wirkungslose rechtsinnige Drehung die Wirkung der vorangegangenen widersinnigen aufhebt, was wohl darin seinen Grund hat, dafs die rechtsinnige Drehung in Bezug auf den Strom, welche die vorangegangene widersinnige Drehung bei rechtläufiger Rotation der Maschine erregt haben würde, eine widersinnige ist.

Aus demselben Grunde übt eine zweite widersinnige Drehung von 180° wie zuvor gesagt worden, keinen Effect aus, weil die erste schon die Anordnung der Elektricität auf den Scheiben umgekehrt hat.

Eine wesentliche Verschiedenheit dieser Klasse von Erscheinungen gegen die frühere, besteht darin, dafs man es bei ihnen immer mit *zwei* Strömen zu thun hat, einen im vorderen horizontalen Elektrodenbogen und einen im hintern Verticalbogen.

Die Umkehrungen, von denen vorhin die Rede war, gelten für beide Ströme. *Beide Ströme werden immer gleichzeitig umgekehrt*, wie man dies im Dunklen leicht an den positiven Lichtbündeln ersieht.

Hierdurch unterscheiden sich die Umkehrungen von denen, die man erhält, wenn man die Maschine, *ohne Vorstellung der Vorderscheibe*, abwechselnd in der einen und der anderen Richtung rotiren läfst. Dann ist es immer nur *einer* der Ströme, der seine Richtung umkehrt, bald der horizontale, bald der verticale, ohne dafs ich bis jetzt einen Grund anzugeben wüfste, weshalb der eine standfester ist als der andere [1]).

1) Will man, dafs sich durch blofsen Rotationswechsel, ohne Verstellung der Vorderscheibe, gleichzeitig beide Ströme umkehren, so mufs man, nachdem man die Maschine zuerst z. B. rechtläufig gedreht hat, eine Weile zurückdrehen, bis die verworrene Lichterscheinung, die dann eintritt, verschwunden ist, und nun die rechtläufige Rotation wieder herstellen. Dann erweisen sich beide Ströme umgekehrt.

Das verworrene Licht entspringt übrigens aus einer Reihe schnell aufeinanderfolgender Ströme von entgegengesetzter Richtung, aus einem

IV.

In dem, was bisher über den Einfluſs einer Verstellung der Vorderscheibe gesagt worden ist, wurde immer vorausgesetzt, daſs die beiden Rotationen der Maschine, zwischen welchen man die Verstellung vollzog, gleiche Richtung hatten. Wenn das nicht der Fall war, wenn z. B. die erste Rotation eine rechtläufige, und die zweite eine rückläufige war, so hat die Verstellung eine andere nicht minder merkwürdige Wirkung als die vorhin beschriebene.

Es wird dann nämlich immer nur einer der ursprünglichen Ströme umgekehrt. Eine, in Bezug auf die erste Rotation der Maschine *widersinnige* Verstellung, gleichviel ob von 180° oder 360°, ändert die Richtung *des horizontalen Stromes* nicht, kehrt aber den verticalen um; eine *rechtsinnige* dagegen läſst den verticalen unverändert, und kehrt dafür den *horizontalen* um.

V.

Zu allen bis so weit angeführten Versuchen wurde die Maschine immer in ihrer einfachsten Gestalt angewandt, wie sie in meiner vorletzten Abhandlung (Monatsber. 1872, S. 821) schematisch abgebildet wurde [1]), bloſs versehen mit vier paarweis verknüpften Kämmen, ohne diametralen Conductor. In dieser Gestalt ist die Maschine eine vollkommen symmetrische.

Fügt man den diametralen Conductor in schräger Stellung hinzu, so ist diese Symmetrie aufgehoben.

Man erhält alsdann, bei rechläufiger Rotation der Maschine, nur in dem Fall einen Strom im Elektroden-

Kampfe möchte ich sagen, aus welchem zuletzt derjenige Strom, der dem anfänglich entgegengerichtet ist, siegreich hervorgeht.

Solche Schwankungen gehen fast immer allen hier beschriebenen Stromes-Umkehrungen voraus.

1) Annal. Bd. 150, S. 5.

bogen, wenn der Conductor so gestellt ist, dafs die Glastheile der Vorscheibe von dem nächsten Elektrodenkamm auf ihn zugehen, er demnach, wenn man die Quadranten von links oben herum mit I, II, III, IV bezeichnet, vor den Quadranten I und III der Scheibe steht oder diese Stellung \ hat.

Steht er aber vor den Quadranten II und IV, hat er also die Stellung /, so bildet sich, bei angegebener Rotationsrichtung der Maschine kein Strom im Elektrodenbogen, dafür aber, neben dem Strome im Verticalbogen, der unverändert geblieben, einer im Conductor selbst.

Dieser schräge Conductorstrom und der Verticalstrom werden nun gleichzeitig umgekehrt, sowie man die Vorderscheibe um 360° widersinnig verstellt, festschraubt, und die rechtläufige Rotation erneut; während eine eben so grofse rechtsinnige Drehung unter gleichen Umständen keinen Einflufs ausübt.

Eben so verhält sich eine Drehung von 180°, während eine von 90° wie früher wirkungslos ist.

VI.

Aufser diesen Erscheinungen zeigt der diametrale Conductor noch andere, die sehr bemerkenswerth sind.

Gesetzt man lasse die Maschine rechtläufig rotiren, und habe den Conductor vor die Quadranten I und III gestellt, etwa unter einem Winkel von 45° gegen die Verticale. Man bekommt dann im Elektrodenbogen einen Strom von gewisser Richtung, der auf den Conductor übergeht, so wie man diesen vor den Quadranten II und IV bringt, während der Strom im hinteren Verticalbogen seine Richtung unverändert behält.

Dreht man nun den Conductor in die frühere Stellung zurück, so hat der Strom, den man dadurch wieder in dem Elektrodenbogen bekommt, die *umgekehrte* Richtung gegen die anfängliche.

Hierbei ist es nun durchaus nicht gleichgültig, auf welche Weise man den Conductor aus der zweiten Stellung

in die erste gebracht hat. Hatte man ihn um etwa 90° zurückgedreht, so ist der Erfolg wie eben beschrieben; hatte man ihn aber vorwärts oder rechtläufig um 270° gedreht, wodurch doch seine endliche Stellung dieselbe ward, so zeigt sich die Richtung des Elektrodenstromes *ungeändert*.

Dasselbe beobachtet man, wenn man den Conductor aus der Stellung, wo er vor den Quadranten I und III um 45° gegen die Verticale neigt, um 180° dreht, so dafs er wieder in parallele Lage kommt. Geschieht diese Drehung *rechtsinnig*, so bleibt der Strom ungeändert, geschieht sie aber *widersinnig*, so wird dieser umgekehrt [1]).

Beide Erscheinungen bekommt man übrigens nur dann, wenn man die Maschine während der Drehung des Conductors in Thätigkeit gehalten hat. Läfst man sie während dieser Drehung ruhen, so bleibt der Strom immer unverändert. Ueberdiefs darf man den schrägen Conductor bei der Drehung nicht lange vor dem hinteren Verticalbogen verweilen lassen, weil sonst der Strom in beiden vollständig erlischt, wie ich schon in meiner vorletzten Abhandlung angegeben habe [2]).

Bei dieser Gelegenheit habe ich am schrägen Conductor noch eine zweite Merkwürdigkeit entdeckt, die mir bis dahin entgangen war.

Bekanntlich wurde derselbe der Maschine hinzugefügt, um deren Strom gleichsam stabiler zu machen. Mittelst seiner kann man mit der Maschine zweiter Art, wie ich in meiner vorletzten Abhandlung gezeigt habe, Funken von 7 Zoll Länge erhalten, und würde sicher noch längere bekommen, wenn die Scheiben dieser Maschine eben so grofs wären als die der Maschine erster Art.

1) Um diese Drehungen des Conductors vollführen zu können, müssen die Elektrodenkämme etwas von der Vorderscheibe zurückgezogen werden. — Man darf sie aber nicht ganz entfernen, denn geschieht dieses, so sind die Erscheinungen sehr unregelmäfsig. Recht- und widersinnige Drehungen des Conductors geben bald eine Umkehrung des Stromes, bald nicht.

2) Monatsberichte f. 1872, S. 841. (Annal. Bd. 150, S. 27.)

Aber diese vortheilhafte Wirkung übt der diametrale Conductor nur aus, wenn er, bei rechtläufiger Rotation der Maschine vor den Quadranten I und III stehend, einen Winkel von etwa 45° mit der Verticalen macht.

Verringert man diesen Winkel auf etwa 15° bis 20°, so hat man das überraschende Schauspiel, dafs die Stromesrichtung fortdauernd hin und her schwankt, in einem ziemlich raschen Tempo, welches sogar zunimmt, sowie man den Winkel noch um ein Paar Grad verkleinert, bis endlich, wenn man ihn Null macht, oder den Conductor dem Verticalbogen gerade gegenüberstellt, der Strom vollständig erlischt. Besonders leicht von statten geht dieser stete Stromwechsel, wenn man die Elektroden zusammengeschoben hat [1]).

Während also der Conductor, wenn er die Neigung von 45° und mehr gegen die Verticale hat, die Maschine in ihrer Wirkung bedeutend erhöht, macht er sie, um etwa 15 bis 20° [2]) der Verticale mehr genähert, zu allen practischen Zwecken vollständig unbrauchbar.

Auf welche Weise man den Conductor in den Winkel von 15° bis 20° gegen die Verticale gestellt hat, ob von rechts oder links her, ist gleichgültig.

Auch beobachtet man nichts Aehnliches, wenn man den Conductor vor den Quadranten II und IV verschiedene Winkel mit der Verticalen machen läfst.

VII.

Es ist nicht allein die Maschine in ihrer einfachsten Gestalt, ohne oder mit Conductor, welche die in Rede stehenden Erscheinungen darbietet, sondern sie finden sich auch bei der complicirteren Form, die im Monatsbericht von 1872, S. 832 veranschaulicht ist, und, gegen die einfache Maschine genommen, bei rückläufiger Rotation der-

1) Eine andere Art, diesen steten Stromwechsel hervorzubringen, habe ich in den Monatsberichten f. 1872, S. 837 (Annal. Bd. 150, S. 22) beschrieben.

2) Bei Reinheit der Scheiben und Trockenheit der Luft kann dieser Winkel bis auf 10° herabsinken.

selben einen Strom von doppelter Elektricitätsmenge im Elektrodenbogen liefert, indem sie den hinteren Strom mit dem vorderen vereinigt.

Bei dieser Combination sind die hinteren Verticalkämme nicht unter sich, sondern respective mit den vorderen Horizontalkämmen metallisch verbunden, und wenn diese Verbindung in der Weise vollzogen worden, wie es a. a. O. durch Fig. 3 und 4 gezeigt ist, so erhält man nur dann einen Strom zwischen den Elektroden (den eben genannten Doppelstrom), wenn man die Maschine rückläufig rotiren läfst, weil dann die mit einander verbundenen Kämme gleichartige Elektricität ausstrahlen; bei entgegengesetzter Rotation bekommt man keinen Strom im Elektrodenbogen, wohl aber einen in jedem der Bügel, welche die Kämme verbinden.

Diese complicirtere Maschine, die im Grunde identisch ist mit der früheren Horizontalmaschine, verhält sich nun ganz analog der einfachen, wenn man eine der Scheiben um 180° oder 360° verstellt. Eine solche Verstellung im Sinne der Rotation, welche die Scheibe besafs, hat keinen Einflufs auf die Stromesrichtung, eine entgegengesetzte aber kehrt diese Richtung um, und zwar erfolgt diese Umkehrung je nach dem Sinn, in welchem man die Maschine rotiren liefs, entweder bei dem Strom des Elektrodenbogens oder gleichzeitig bei den Strömen der beiden Bügel, welche die vorderen und hinteren Kämme verbinden. Im ersten Fall, wo die beiden Kämme eines und desselben Bügels stets gleiche Elektricitätsart aussenden, geschieht der Wechsel der Elektricität von einem Bügel zum andern; im zweiten Falle dagegen, wo die Kämme eines Bügels entgegengesetzte Elektricitäten ausstrahlen, vertauschen blofs diese ihre Rollen.

VIII.

Aufser den bisher beschriebenen Strom-Umkehrungen giebt es noch eine dritte Klasse von ihnen, die nicht aus einer gegenseitigen Einwirkung der elektrisirten Scheiben,

sondern aus einer veränderten Lage dieser gegen die Kämme der beiden Metallbögen entspringen.

Diese Umkehrungen erfolgen, wenn man, nachdem die Maschine eine Zeit lang in Thätigkeit gewesen, beide Scheiben ohne sie gegen einander zu verstellen, gemeinschaftlich in dem einen oder anderen Sinne dreht, was leicht geschieht, wenn man die Schraube an der Vorderscheibe ein wenig gelüftet hat.

Wenn bei rechtläufiger Rotation der Maschine der rechte Vorderkamm und der obere Hinterkamm positive Elektricität aussenden, so ist die untere Hälfte der Vordercheibe und die linke Hälfte der Hinterscheibe mit positiver Elektricität bekleidet. Hält man nun die Maschine an, dreht die beiden Scheiben gemeinschaftlich um 180°, gleichviel in welchem Sinn, so wird dadurch begreiflich die untere Hälfte der Vorderscheibe und die linke Hälfte der Hinterscheibe negativ, und wenn man nun die anfängliche Rotation erneut, werden die beiden Ströme (im vorderen und hinteren Bogen) umgekehrt seyn. Und so ist es auch wirklich.

Wenn man aber, nach der gemeinschaftlichen Drehung beider Scheiben um 180°, die Maschine rückläufig rotiren läfst, wo man glauben sollte, es wären die Umstände genau dieselben, wie vor der Drehung bei rechtläufiger Rotation, so erhält man nicht die beiden Ströme in anfänglicher Richtung, sondern nur den einen, den im Elektrodenbogen. Der Strom im Verticalbogen erweist sich umgekehrt. Wie geht das zu? Ich weifs es nicht.

Ebenso verhält es sich mit einer gemeinschaftlichen Drehung der Scheiben um 90°. Auch macht es keinen Unterschied, ob man bei dieser Drehung den schrägen Conductor in die Stellung \ versetzt hat oder nicht.

Ich habe diese Klasse von Erscheinungen nicht weiter verfolgt, da sie mit dem eigentlichen Gegenstande meiner heutigen Untersuchung nur mittelbar zusammenhängt.

IX.

Statt fernere Beobachtungen mitzutheilen, will ich mich lieber zu der Frage wenden, wie die vorhin beschriebenen, bei Verstellung der Scheiben eintretenden Erscheinungen zu erklären seyen.

Ich habe mich vielfach mit dieser Frage beschäftigt, muſs aber leider vorweg bekennen, daſs es mir nicht geglückt ist, eine befriedigende Antwort darauf zu erlangen; namentlich bin ich nicht so glücklich gewesen, in den Eigenschaften des Elektrophors irgend einen Anknüpfungspunkt zu einer haltbaren Theorie aufzufinden, was auch freilich nicht Wunder nehmen darf, wenn man bedenkt, wie wenig dies einfache Instrument mit der so complicirten Elektromaschine gemein hat.

Nur eins scheint mir keinem Zweifel unterworfen zu seyn, nämlich: daſs die die Innenseite der Scheiben bekleidenden Elektricitäten, wegen der groſsen Nähe dieser Scheiben, bei deren Verstellung einen Einfluſs auf einander ausüben, vermöge dessen sie eine andere Anordnung erfahren, oder eine Verschiebung oder Drehung erleiden.

Dies läſst sich bis zu einem gewissen Punkte thatsächlich erweisen. Zieht man nämlich die Vorderscheibe, nachdem sie durch längere Rotation der Maschine gehörig elektrisirt worden, ganz von dieser ab, und nimmt, mehrere Zoll von der Hinterscheibe entfernt, eine widersinnige Drehung von 180° mit ihr vor, steckt sie alsdann in gleicher Richtung wie zuvor wieder auf, und läſst die Maschine abermals rotiren, so findet man den anfänglichen Strom *unverändert*.

Eben so findet keine Umkehrung des Stromes statt, wenn die Vorderscheibe, nachdem sie von der Maschine abgenommen worden, um ihren horizontalen Durchmesser gewendet wird, so daſs bei Wieder-Aufsteckung auf die Axe, die Innenseite nach auſsen zu liegen kommt[1]).

1) Dreht man sie aber, nach der Wendung in der Nähe der Hinterscheibe widersinnig um 180°, so erhält man wiederum eine Strom-Umkehrung.

Bei beiden Versuchen wurde die Lage der Vorderscheibe geändert, aber weil die Aenderung entfernt von der Hinterscheibe vorgenommen wurde, hatte sie keinen Einfluſs auf die Stromesrichtung.

Der Effect also, der bei einer Verstellung der Vorderscheibe in der Nähe der Hinterscheibe erfolgt, läſst sich nicht von einer veränderten Lage der Scheiben gegeneinander herleiten, sondern muſs einem, beim Acte der Drehung oder Verstellung stattfindenden, gegenseitigen Einfluſs der sie bekleidenden Elektricitäten zugeschrieben werden, um so mehr, da sich zeigen läſst, daſs die neben den Scheiben befindlichen Metallkämme keinen Antheil an diesem Effecte haben, denn man kann sie während der Verstellung ganz entfernen und dennoch bleibt das Resultat dasselbe.

Die Beibehaltung der Metallkämme während der Drehung der Vorderscheibe hat indeſs ihren Nutzen, da sie eine Phase der Erscheinung kennen lehrt, die sonst nicht zu beobachten ist.

Läſst man nämlich die Kämme in ihrer gewöhnlichen Stellung, verbindet sowohl die vorderen, als die hinteren unter sich durch eine Spectralröhre, setzt darauf die Maschine eine Zeitlang in rechtläufige Rotation, und dreht nun die Vorderscheibe widersinnig um 180°, so hat man im Dunklen durch das Leuchten der Röhren Gelegenheit zu beobachten, daſs während dieses Drehens Ströme in beiden Bögen entstehen.

Da die Hinterscheibe hierbei in Ruhe bleibt, sie sich nicht vor den Kämmen des Verticalbogens bewegt, so hat der Strom in diesem Bogen etwas Anomales, was sich aber erklärt, wenn man bedenkt, daſs der elektrische Zustand dieser Scheibe durch die Drehung der Vorderscheibe geändert wird.

Interessant ist es auch zu sehen, daſs dieser partielle Strom, der übrigens dem vollen Maschinenstrom entgegen gerichtet ist, nur während der ersten widersinnigen Drehung von 180° entsteht. Eine zweite, die man unmittelbar

darauf folgen läfst, erzeugt so gut wie keinen Strom, was damit übereinstimmt, dafs eine solche zweite Drehung auch keine Umkehrung des vollen Maschinenstroms bewirkt. Ganz derselbe Zusammenhang zeigt sich bei einer *rechtsinnigen* Drehung von 180°. Aber abweichend davon giebt eine widersinnige Drehung von 90° einen Strom im Verticalbogen, während sie doch keine Umkehrung des Maschinenstromes bewirkt.

Was den Strom betrifft, welchen die widersinnige Drehung der Vorderscheibe im Horizontalbogen hervorruft, so ist er lebhafter als der eben genannte, und zeigt die Merkwürdigkeit, dafs er im ersten Quadranten der Drehung entgegengesetzte Richtung hat, wie der Strom, den die Maschine bei rechtläufiger Rotation lieferte, im zweiten und jedem folgenden Quadranten aber gleiche Richtung mit diesem.

Einen eben so gerichteten Strom entwickelt auch die Vorderscheibe bei *gleichsinniger* Drehung, während bei einer solchen Drehung, wie eben gesagt, in dem hinteren Verticalbogen gar kein Strom entsteht.

Nach Allem diesen kann wohl der gegenseitige Einflufs der Scheiben keinem Zweifel unterliegen.

Aber von welcher Art ist der Procefs, durch welchen die auf einander wirkenden Elektricitäten so verschoben oder gedreht werden, dafs daraus die beobachteten Erscheinungen hervorgehen? — Um diese Frage zu beantworten, müfste man vor Allem wissen, wie die Elektricitäten vor ihrer Verschiebung auf den Scheiben angeordnet seyen. Ein directes Mittel, dies zu erfahren, giebt es aber meines Wissens nicht. Elektroskopische Beobachtungen führen nicht zum Ziele, und Lichtenberg'sche Figuren lassen sich auch nicht hervorbringen. Man ist lediglich auf allgemeine Betrachtungen verwiesen.

In der Abhandlung von 1872 habe ich eine schon 1869 [1]) ausgesprochene Ansicht wiederholt, durch welche die sonst so räthselhafte Erscheinung, dafs die Scheiben,

1) Monatsberichte f. 1869, S. 758. (Annal. Bd. 139, S. 517.)

trotz ihrer schnellen Rotation, fortwährend durch eine die Kämme verbindende gerade Linie in eine positive und eine negative Hälfte getheilt werden, eine sehr einfache Erklärung bekommt. Es wird nämlich angenommen, daſs jeder Kamm, z. B. der positive, seine Elektricität trotz der schnellen Rotation der Scheibe, nach beiden Seiten hin gleichmäſsig ausstrahle, daſs die eine Hälfte dieser Elektricität, indem sie die Scheibe bekleidet, zum negativen Kamm geführt und dort durch dessen Elektricität vernichtet wird, während die andere Hälfte dazu dient, die vom negativen Kamm herkommende Elektricität zu neutralisiren.

Sendet z. B. der rechtsliegende Elektrodenkamm, so wie der obere Verticalkamm positive Elektricität aus, so ist demgemäſs, bei rechtläufiger Rotation der Maschine, die Vorderscheibe auf ihrer unteren Hälfte und die Hinterscheibe auf ihrer rechten Hälfte mit positiver Elektricität bekleidet, wahrscheinlich in abnehmender Menge von einem Kamm zum andern.

Dies gilt von der Auſsenseite der Scheiben. Wie die Elektricitäten der Innenseite derselben geordnet seyen, habe ich damals unerörtert gelassen, weil mir die zwischen den Scheiben befindlichen Elektricitäten keinen wesentlichen Einfluſs zu haben schienen auf die Entstehung des Stromes, die allein ich damals betrachtete und, wie ich glaube, genügend nachgewiesen habe.

Aller Wahrscheinlichkeit ist aber die Anordnung der Elektricitäten auf der Innenseite der Scheiben dieselbe wie auf der Auſsenseite, da die letzteren die gleichnamigen Elektricitäten auf der Innenseite durch Influenz entbinden müssen, was auch durch das radiale Hervorbrechen von Elektricität aus dem Zwischenraum derjenigen beiden Quadranten, die nach eben entwickelter Ansicht auf den Auſsenseiten gleichnamig elektrisirt sind, seine Bestätigung erhält.

Aber diese, für die Entstehung des Stromes ausreichende Ansicht giebt, wie leicht darzuthun, keinen Auf-

schlufs über die Ursache der Strom-Umkehrungen, welche nach Verstellung der Scheiben, je nach ihrer Richtung, eintreten.

Ich sehe auch nicht ab, wie diese Erscheinungen durch eine Influenzwirkung zu erklären seyen, falls man nicht jede elektrische Action mit dem Namen Influenz belegen will, oder diese, was auch fraglich ist, bei bewegten Körpern anders wirkt als bei ruhenden [1]).

Wenn es aber keine Influenz ist oder seyn kann, aus welcher die räthselhaften Erscheinungen hervorgehen, woraus entspringen sie dann? — Ist es eine neue Wirkung der Elektricität, oder ist es eine alte, nur in einer neuen Form?

Ich wage es nicht, für jetzt eine definitive Antwort darauf zu ertheilen, kann aber die Bemerkung nicht unterdrücken, dafs unsere bisherigen Vorstellungen von der Beschaffenheit und Wirkungsweise der Elektricitätstheilchen, nach welchen sie kugelförmig sind und nach allen Seiten gleichmäfsig wirken, wohl schwerlich eine ausreichende Erklärung der beschriebenen Phänomene darbieten dürften.

Eher möchte ich glauben, dafs die Annahme von polaren Elektricitätstheilchen, die auf den Scheiben eine geordnete Lage hätten, und bei Verstellung dieser Scheiben eine Drehung erlitten, uns dem Ziele mehr nähern würde. Aber die Durchführung dieser Idee, die nothwendig auch mit der noch herrschenden Lehre vom Daseyn zweier elektrischen Flüssigkeiten in Widerspruch geriethe, würde mit grofsen Schwierigkeiten zu kämpfen haben und viel-

1) Die Geschwindigkeit, mit welcher bei den hier beschriebenen Versuchen die eine Scheibe verschoben wurde, konnte bei der Art, wie ich sie bewerkstelligte, immer nur eine mäfsige seyn. Ob eine Vergröfserung derselben einen Einflufs auf die Erscheinungen gehabt haben würde, kann ich nicht sagen, da dies eine besondere Vorrichtung erfordert hätte. Aber eine möglichste Verringerung dieser Geschwindigkeit, davon habe ich mich überzeugt, kat keinen Einflufs.

leicht ohne neue Hypothesen nicht zu bewerkstelligen seyn.

Daher will ich es lieber ferneren Untersuchungen überlassen, die bereits ermittelten Erscheinungen durch neue zu bestätigen und zu verallgemeinern, um dann zu entscheiden, ob die bisherigen Vorstellungen von der Natur und Wirkungsweise der Elektricitätstheilchen beibehalten werden können, oder abgeändert werden müssen. Bis dahin ziehe ich es vor, nur Thatsachen sprechen zu lassen, Thatsachen, deren Richtigkeit ich glaube verbürgen zu können, und die jedenfalls, wie auch die dereinstige Theorie ausfallen möge, ihren Werth behalten.

Ich glaube übrigens, die Bedeutung der hier beschriebenen Erscheinungen nicht zu überschätzen, wenn ich ihnen einige Wichtigkeit beilege, schon deshalb, weil meines Wissens, bei der sog. statischen Elektricität noch niemals ein Vorgang beobachtet worden ist, bei welchem in der Weise wie hier die *Richtung* eine Rolle gespielt hätte.

Schliefslich noch die Bemerkung, dafs ich alle hier aufgezählten Erscheinungen bisher nur bei der Maschine zweiter Art beobachtet habe, die überhaupt reicher an Eigenthümlichkeiten ist als die Maschine erster Art. Ob bei dieser letzteren etwas Analoges vorkomme, habe ich bis jetzt nicht untersucht, halte es aber für wahrscheinlich. Vielleicht, dafs die noch unerklärte *rückläufige* Rotation, in welche diese Maschine geräth, wenn man Elektricität auf sie einströmen läfst [1]), schon als ein solches Analogon zu betrachten ist. Künftige Untersuchungen mögen auch darüber entscheiden.

1) Monatsberichte für 1869, S. 779. (Annal. Bd. 139, S. 539.)

IV. *Ueber die durch Kreisgitter erzeugten Diffractionsphänomene; von Hrn. J. L. Soret.*

(Aus den *Arch. d. sciences physiq. et nat.* 1875 *T.* 52 vom Hrn Verf. übersandt.)

Kreisgitter (*Réseaux circulaires*) nenne ich opake Schirme, versehen mit einer Reihe von Oeffnungen in Gestalt concentrischer Ringe.

In die Bahn eines Lichtbündels eingestellt, erzeugen diese Gitter Diffractionsphänomene, die verschieden sind nach den Relationen, die zwischen den Durchmessern der Ringe und ihren Breiten stattfinden. Ich werde mich in dieser Abhandlung besonders bei Untersuchung eines speciellen Falls aufhalten, der zu merkwürdigen und meines Wissens noch nicht beschriebenen Resultaten Anlafs giebt.

Gesetzt man ziehe auf einer Glasplatte eine grofse Anzahl concentrischer Kreise, deren Radien proportional seyen den Quadratwurzeln aus der Reihe der natürlichen Zahlen. Der erste Kreis habe einen beliebigen Radius a, der zweite $a\sqrt{2}$, der dritte $a\sqrt{3}$; der n^{te} $a\sqrt{n}$. Durch irgend ein Verfahren bedecke man die Flächen zwischen dem ersten und zweiten Kreis, zwischen dem dritten und vierten, zwischen dem fünften und sechsten usw. mit einer opaken Substanz. Der kleine centrale Kreis wird dann durchsichtig seyn, umgeben von einer Reihe gleichfalls durchsichtiger Kreise; das nenne ich, der Kürze halber, ein *positives* Kreisgitter. Wenn man dagegen den kleinen centralen Kreis vom Radius a, so wie die Ringe zwischen dem zweiten und dritten Kreis, zwischen dem vierten und fünften usw. opak macht, so hat man ein *negatives* Kreisgitter. Die Eigenschaften dieser beiden Gitterarten sind übrigens fast dieselben.

Lasse man nun ein Bündel paralleler und homogener Strahlen, die von einem unendlich entfernten Lichtpunkt

kommen, normal auf eins dieser positiven Gitter fallen, und nenne ***Hauptaxe*** die auf der Ebene des Gitters winkelrechte Gerade, die durch den Lichtpunkt und das Centrum der concentrischen Ringe geht.

Klar ist zuvörderst, dafs die Vibrationsgeschwindigkeiten, welche von allen Punkten der durchsichtigen Theile des Gitters ausgehen, auf einem in der Verlängerung der Axe unendlich entfernt hinter dem Gitter liegenden Schirm in Phasencoïncidenz anlangen werden. Wenn man also mit blofsem Auge oder mit einem längs der Hauptaxe gerichteten Fernrohr schaut, so wird man den Lichtpunkt sehen, wie wenn das Gitter nicht da wäre, abgerechnet die Lichtintensität.

Betrachten wir nun einen auf der Hauptaxe, immer hinter dem Gitter, in dem Abstande f_1 vom Centrum des Gitters liegenden Punkt, gegeben durch die Formel $f_1 = \frac{a^2}{\lambda}$, wo λ die Wellenlänge bezeichnet. Leicht ersichtlich ist, dafs die von dem kleinen centralen Kreis ausgesandten Vibrationsgeschwindigkeiten diesen Punkt in Phasencoïncidenz mit den von allen durchsichtigen Ringen ausgesandten erreichen werden, da diese letzteren um eine ganze Zahl von Wellenlängen zurückstehen. Mithin bildet dieser Punkt einen wirklichen reellen Brennpunkt (ersten reellen Brennpunkt). Diefs ist eine unmittelbare Folge der elementaren Wellentheorie.

Für einen andern, gleichfalls auf der Hauptaxe, aber dem Gitter näher, in dem Abstande $f_2 = \frac{a^2}{2\lambda}$ liegenden Punkt, wird man ebenso, theoretisch, einen zweiten reellen Brennpunkt haben; endlich einen dritten, vierten usw. in den Abständen $f_3 = \frac{a^2}{3\lambda}$, $f_4 = \frac{a^2}{4\lambda}$ usw. Nur wenn die relativen Breiten der opaken und durchsichtigen Ringe genau die von uns angegebenen sind, werden der zweite Brennpunkt und die übrigen Brennpunkte gerader Ordnung vernichtet seyn; denn in diesem Fall ist jeder Ring aus einer gleichen Anzahl elementarer Zonen gebildet, die

in entgegengesetztem Sinne wirken. Für relative Breiten verschiedener Ringe werden diese Brennpunkte gerader Ordnung existiren und andere verschwinden können.

Diese verschiedenen reellen Brennpunkte können als die Centra von paragenischen convergenten sphärischen Wellen betrachtet werden. Zwischen ihnen giebt es keine Concentration des Lichts auf der Axe, wenn die Ringe hinreichend zahlreich sind.

Auf der anderen Seite des Gitters, d. h. auf der Seite, wo die ebene einfallende Welle anlangt, hat man virtuelle Brennpunkte, gelegen auf der Axe in den Abständen $f_1, f_2, f_3 \ldots$ Diese Punkte sind die Centra paragenischer sphärischer divergenter Wellen, da die Vibrationsgeschwindigkeiten, welche von den gröſsern Ringen ausgesandt werden, gegen die von den kleineren Ringen und dem Centrum des Gitters herkommenden um eine ganze Zahl von Wellenlängen voraus sind.

Wenn man demnach nur den ersten reellen und den ersten virtuellen Brennpunkt in Rechnung zieht, da die übrigen von geringer Wichtigkeit sind, so kann man sagen, daſs eins dieser Gitter für Licht, das von einem in unendlicher Entfernung, auf der Hauptaxe liegenden Punkt ausgeht, zugleich die Rolle einer planparallelen Platte, einer convergirenden und einer divergirenden Linse spielt.

Dasselbe gilt noch für einen Lichtpunkt, der, in einem kleinen Winkelabstand von der Hauptaxe, auf einer durch das Centrum des Gitters gehenden secundären Axe liegt. Wenn man also, statt eines einzigen Lichtpunkts, einen leuchtenden Gegenstand hat, so muſs man Bilder von diesem Gegenstand bekommen, von denen eins im Unendlichen liegt, ein anderes, welches reell ist, im Abstande f, hinter dem Gitter, ein anderes, welches virtuell ist, im Abstande f_1 vor dem Gitter, und überdieſs wird man reelle und virtuelle Bilder einer höheren Ordnung haben können.

Leicht begreiflich ist es nicht nöthig, daſs die Lichtquelle unendlich entfernt sey. Die einfallende Welle mag

eben oder sphärisch seyn: es bilden sich immer reelle oder virtuelle Brennpunkte in verschiedenen Abständen wie bei den gewöhnlichen Linsen.

Analoge Schlufsfolgerungen würden für die negativen kreisrunden Gitter zu denselben Resultaten führen.

Ich habe gesucht, diese Folgerungen aus der Theorie durch das Experiment zu bestätigen, und diefs ist mir auf eine demonstrative Weise geglückt, obwohl die von mir angewandten Gitter lange nicht die Vollkommenheit besitzen, welche begreiflicher Weise schwer zu erreichen ist.

Diese Gitter wurden auf folgende Weise dargestellt. Man machte mit Tusche eine Zeichnung von 196 concentrischen Kreisen, deren Radien proportional waren den Quadratwurzeln der natürlichen Zahlen. Der erste Kreis hielt 25 Mllm. im Radius, der gröfste hatte folglich einen Radius von 350 Mllm. Man schwärze die Ringe zwischen dem ersten und zweiten Kreis, zwischen dem dritten und vierten usw. So hatte man in Schwarz auf Weifs die Figur eines grofsen positiven kreisrunden Gitters mit 98 concentrischen Ringen. Die Zeichnung wurde auf Glas photographirt, reducirt verschiedentlich auf $\frac{1}{25}$ bis $\frac{1}{100}$, die Abzüge positiv oder negativ.

Diese photographischen Vervielfältigungen haben Mängel, die nicht leicht vollständig zu vermeiden sind: 1) Die Nichthomogenität der angewandten Glastafeln und der Nichtparallelismus ihrer Flächen veranlassen sogleich Phasendifferenzen in dem durchgehenden Lichte. 2) Das photographische Bild ist sehr zart und ein schwaches Reiben ist hinreichend, um es zu verwischen. Bei den gewöhnlichen Abzügen fixirt man es durch einen Firnifs; allein für die Gitter ist die Firnifsschicht nicht gleichmäfsig genug; es entstehen daraus Phasendifferenzen, welche das Gitter sehr unvollkommen machen. Will man nicht eine leichte Verschlechterung besorgen, mufs man

sie durch eine zweite dünne Glasplatte beschützen, deren Mangelhaftigkeit oder Nichtparallelismus leicht einige Störungen herbeiführen. 3) Die Photographie selbst giebt ziemlich veränderliche Resultate. Belichtet man lang, so übergreifen die vom Lichte angegriffenen Theile, welche schwarz werden, die hellen, und die Verhältnisse der ursprünglichen Zeichnung sind verändert; andererseits ist es vortheilhaft nicht zu schwache Abzüge zu haben, weil sonst das Verhältnifs des Lichtes, welches ohne Veränderung durch das Gitter geht, beträchtlicher ist gegen das die Diffraction erleidende, wodurch die Phänomene weniger sichtbar werden.

Die von mir angewandten Abzüge zeigen demnach ziemlich hervortretende Unterschiede; je nachdem sie gelangen, gaben sie mir mehr oder weniger gute Resultate, wie die Versuche erweisen, deren hauptsächlichsten ich anführen will.

I. Ein Bündel Sonnenlicht dringt in die dunkle Kammer durch eine kleine Oeffnung von beliebiger Form, z. B. quadratischer; vor diese Oeffnung stellt man ein rothes Glas. Hierauf bringt man in zweckmäfsigem Abstande eine Collimator-Linse an, welche die Strahlen parallel macht und in grofser Entfernung, auf der Wand des Saals, ein gröfseres Bild von der Oeffnung erzeugt. Hinter der Collimatorlinse stellt man ein kreisrundes Gitter auf. Das Bild auf der Wand des Saals bleibt; es ist nur, in Folge der Unvollkommenheit des Gitters, etwas weniger scharf und hebt sich vom beleuchteten, mehr oder weniger hellen und ausgedehnten Grunde ab, je nach Umständen.

In der Entfernung f_1, welche dem ersten Brennpunkt entspricht [1]), stellt man einen weifsen Schirm auf. Man erhält ein neues Bild von der Oeffnung, kleiner, ziemlich lebhaft und scharf; aber aufserhalb dieses Bildes ist der Schirm auch erhellt, wie es seyn mufs. Nähert man den

1) Die Brennweiten sind ungefähr $1^m,60$ bei den Gittern von $\frac{1}{25}$, $0^m,4$ bei denen von $\frac{1}{50}$ und $0^m,1$ bei denen von $\frac{1}{100}$.

Schirm dem Gitter bis zum Abstand f_2, so erhält man ein zweites Bild, kleiner, sehr wenig sichtbar mit den Gittern von $\frac{1}{25}$, in welchem das Verhältnifs der hellen zu den dunklen Theilen ziemlich gut von der Photographie bewahrt ist, aber oft wohl accentuirt bei den kleinen Gittern, wo die opaken Ringe oft die durchsichtigen übergreifen. Es giebt übrigens in dieser Beziehung sehr grofse Unterschiede bei den Abzügen.

Im Allgemeinen kann man leicht das dritte Bild erkennen, wenn man den Schirm in den Abstand f_3 versetzt, vor Allem wenn man ein negatives Gitter anwendet, denn dann hebt es sich von einem dunkleren Grunde ab.

Bei dazwischenliegenden Abständen hat man kein Bild, sondern nur einen hellen Fleck.

II. Man wiederholt den Versuch nach Fortnahme des rothen Glases, d. h. mit weifsem Licht.

Das entfernte Bild des Lichtes, welches keine Diffraction erlitten hat, ist weifs; es hebt sich von einem schwach erhellten Grunde ab, und ist umgeben von einer farbigen Aureole, die desto sichtbarer ist, ein je gröfseres Gitter man anwendet; dieses helle Feld und diese Aureole rühren vom gebeugten Lichte her, das anfangs convergirt, durch den ersten reellen Brennpunkt geht und nun divergirt; und da die verschiedenen Farbenstrahlen ungleich gebeugt werden, hat das Feld nicht gleiche Ausdehnung für alle Farben; es ist gröfser für die rothe. Da die Brennweite proportional dem Quadrat des Gitterradius variirt, so ist diefs Feld viel gröfser und weniger erleuchtet, wenn man kleine Gitter anwendet.

Stellt man den Schirm angenähert in dem Abstand f_1 auf, so erkennt man, dafs das Gitter wie eine achromatische, sehr dispersive Linse wirkt. Bei der den rothen Strahlen zukommenden Brennweite ist das Bild roth, ziemlich scharf, umgeben von einer blauen Aureole; beim Fortrücken des Schirms geht das Bild ins Gelbe, Grüne und endlich ins Blaue über, umgeben von einer rothen Aureole.

Bei kleineren Abständen erhält man ebenso Bilder von höherer Ordnung.

III. Man nehme ein gewöhnliches astronomisches Fernrohr, entferne das Objectiv und ersetze es durch ein positives oder negatives Gitter; man schaue durch das Rohr nach einem sehr entfernten leuchtenden Gegenstand, z. B. einer Kerze oder Gasflamme. Man bekommt ein umgekehrtes Bild von der Flamme in einem wenig erhellten Felde; es ist ohne Zweifel weniger scharf als das mit einem gewöhnlichen Objective, aber man erkennt es vollkommen; es geht vom Roth ins Blau über, wenn man die Einstellung verändert. Verkürzt man das Rohr, so erhält man das zweite und dritte Bild.

Als Beispiel gebe ich die Resultate eines Versuches, gemacht mit einem Gitter von 14 Millimet. Durchmesser ($a = 0^{mm},5$).

Man stelle eine Moderateur-Lampe am Ende des Saales auf, in welchem man operirt; in einer Entfernung von 7,50 Meter befestige man das Gitter auf einem zweckmäfsigen Gestell, und dann bringe man auf der Verlängerung der von der Flamme zum Gitter gehenden Linie ein Ocular an, mit welchem man beobachtet. Stellt man es $0^{m},740$ hinter dem Gitter auf[1]), so gewahrt man ein helles Feld, ohne Bild und ohne merkliche Färbung. Nun nähere man das Gitter; man sieht zunächst einen blauen Fleck im Centrum sich bilden; dann erscheint ein verworrenes, blau gefärbtes Bild der Flamme, welches ziemlich scharf wird, aber umgeben von einer rothen Aureole, wenn das Gitter nicht mehr als $0^{m},505$ vom Ocular entfernt ist. Bei $0^{m},477$ ist das Bild grün, bei $0^{m},440$ wird es gelb mit einer violetten Aureole, darauf geht es ins Rothe über mit einer blauen Aureole, und bewahrt seine Schärfe bis $0^{m},405$. Darüber hinaus hat man nur einen mehr oder weniger sichtbaren rothen Fleck, welcher bei $0^{m},320$ verschwindet. Fährt man fort das Gitter zu

1) Dieser Abstand, wie alle folgenden, ist genommen von dem Brennpunkt des Oculars ab, welcher 5^{mm} vor der ersten Linse liegt.

nähern, so sieht man verwaschen einen braunrothen Fleck erscheinen, welcher das Ueberbleibsel des zweiten Bildes ist; zugleich beginnt man den verworrenen Schatten der Kreise des Gitters zu sehen. Bei 0^m,185 hat man einen schwarzen Fleck mit blauem Centrum; darauf bildet sich das dritte Bild, es ist grünblau bei 0^m,165, gelborange bei 0^m,145, geht ins Rothe und bewahrt seine Schärfe bis 0^m,135. Das Centrum wird abermals dunkel, allein bei 0^m,090 sieht man ein neues Bild erscheinen, welches das fünfte ist.

Um sich zu versichern, daſs es nicht bloſs der centrale Theil des Gitters ist, welcher die Erscheinungen erzeugt, bedecke man das Centrum und die kleineren Ringe mit einer kleinen Metallscheibe von 9^{mm} Durchmesser, befestigt mit Wachs. Bei 7^m,50 Entfernung der Lampe vom Gitter beobachtet man ein gelbes Bild, wenn man das Ocular in 0^m,449 stellt, ein rothes bei 0^m,415. Nähert man noch mehr das Ocular, so bildet sich im Innern des rothen Flecks ein schwarzer Kreis, welcher sich vergröſsert; das Schwarz erscheint immer dunkler und dunkler bis ein neues Bild zum Vorschein kommt.

Umgekehrt, bedeckt man die äuſseren Ringe durch Diaphragmen, so fährt das Phänomen fort sich zu erzeugen, allein die Farben sind desto weniger lebhaft als die Zahl der Ringe kleiner ist. Ist die Oeffnung des Diaphragma so klein, daſs nur die drei Ringe in der Mitte und die Hälfte des vierten unbedeckt bleiben, so erhält man ein unbestimmtes Bild, wenn man das Ocular in 0^m,580 stellt; bei 0^m,445 ist das Bild ziemlich scharf und erhält sich mit geringerer Schärfe bis 0^m,360. Farbenunterschiede sind kaum merkbar.

Ich führe diese Zahlen nur an, um den allgemeinen Gang der Phänomene anzudeuten. Weiterhin werde ich genauere Messungen an Lichtquellen von bestimmter Wellenlänge beibringen.

Wir sahen so eben, daſs man ein Fernrohr mit einem Gitter als Objectiv darstellen kann; umgekehrt kann man ihm sein gewöhnliches Glas-Objectiv lassen, aber sein

Ocular ersetzen durch ein kleines Kreisgitter von $\frac{1}{100}$. Das umgekehrte Bild ist sehr scharf, kaum gefärbt, und hebt sich ab von dem leuchtenden Feld.

Man kann auch ein Fernrohr darstellen, indem man zugleich Objectiv und Ocular durch Gitter ersetzt. Allein die Beobachtung ist schwierig und das Bild ohne Schärfe. Das Auge hat immer eine Tendenz die Flamme direct zu sehen, wie durch einfache Glasplatten, und aufserdem wird es gestört durch die virtuellen Bilder des Gitter-Objectives, welches als concave Linse wirkt.

IV. Man kann auch ein Galilei'sches Fernrohr bilden aus einem gewöhnlichen Objectiv und einem Kreisgitter, was zeigt, dafs letzteres auch die Rolle einer divergirenden Linse spielt. Es genügt ein kleines Gitter in einem gehörigen Abstande vom Objectiv, einem kleineren als die Brennweite des letzteren, aufzustellen, um das directe Bild mit vieler Deutlichkeit und immer auf einem hellen Felde erscheinen zu sehen.

V. Ein kleines Gitter für sich wirkt wie eine Lupe für einen stark erleuchteten Gegenstand, z. B. wenn man, in kleinerer Entfernung als das deutliche Sehen, durch eine Photographie auf Glas hindurchsieht. Es versteht sich von selbst, dafs Hell und Dunkel weniger ausgeprägt sind wie bei einer gewöhnlichen Lupe.

Wenn man bei diesen letzten Versuchen kleine Gitter als convergirende oder divergirende Oculare oder auch als Lupe anwendet, so ist es vortheilhaft negative Photographien mit opakem Kreis in der Mitte zu gebrauchen, da man bei einem positiven Gitter glauben könnte, es wäre blofs der durchsichtige Kreis in der Mitte, dem man das Phänomen zuschreiben müfste. Ein einfaches Loch in einer Karte, vor das Auge gehalten, spielt nämlich, wie bekannt, die Rolle einer Lupe. Weniger allgemein bekannt ist vielleicht, dafs es auch die Rolle einer divergirenden Linse spielt und dafs man es als Ocular eines Galilei'schen Fernrohrs anwenden kann. Allein unter diesen Umständen hat das Bild keine grofse Schärfe; es

hat Aehnlichkeit mit den Bildern, die sich durch ein Loch im Fensterladen auf dem Grund der *Camera obscura* bilden, es giebt keinen genauen Abstand, bei welchem das Bild scharf wird oder nicht mehr entsteht. — Wendet man ein positives Gitter als convergirendes oder divergirendes Ocular an, so läuft man Gefahr, die beiden Effecte zu verwechseln, die von zwei verschiedenen Ursachen herrühren; ich sage sogar, dafs man sie alle beide gleichzeitiger erhält, und man bei einiger Uebung dahin gelangt, sie zu unterscheiden. Bei Anwendung negativer Gitter ist dieselbe Confusion nicht zu befürchten.

Wichtig ist auch den Unterschied festzustellen zwischen dem Effecte der Kreisgitter und den Diffractionsphänomenen, welche sowohl mit einer kleinen opaken Scheibe als mit einer kleinen kreisrunden Oeffnung entstehen und von Fresnel, Hrn. Abria und anderen Physikern studirt worden sind.

Bei einer kleinen, durch einen Lichtpunkt erleuchteten Scheibe hat man im Centrum des Schattens einen sehr kleinen hellen Kreis und zwar für jeglichen Abstand des Schirms, sobald er nur nicht zu klein oder zu grofs ist. Nähme man statt des Lichtpunkts einen leuchtenden Gegenstand, so würde es möglich seyn, dafs man unter gewissen Bedingungen eine Art von Bild erhielte, aber dieses Bild würde bei weifsem Lichte weifs seyn und mit mehr oder weniger Schärfe bei jedem Abstand erscheinen, alles ganz andere Umstände als man mit den Kreisgittern beobachtet.

Anlangend eine kleine kreisrunde Oeffnung, so weifs man, dafs man, je nach dem Abstand, auf dem Schirm einen hellen Fleck mit bald hellem, bald dunklem Centrum beobachtet, und dafs, wenn man mit homogenem Lichte arbeitet, der Uebergang von den Maximis zu den Minimis der Intensität durch unmerkliche Grade geschieht. Bei weifsem Lichte geschehen diese Abwechslungen durch Farbenveränderungen des Centrums. Es herrscht also einige Analogie mit den Erscheinungen bei Kreisgittern, und sogar, in dem von uns bis jetzt besprochenen speciel-

len Fall von positiven Gittern, eine Coïncidenz zwischen den Intensitätsmaximis, welche die Diffraction durchhin den kleinen transparenten centralen Fleck erzeugen würde, und den Lagen des ersten Brennpunkts des Gitters und den übrigen ungeraden Wellen-Brennpunkten, während die Minima mit den Bildern, die in den Brennpunkten gerader Ordnung entständen, zusammenfallen und sie vernichten. Allein dieſs ist eine particuläre Coïncidenz. Was in einem Gitter die Lage der Brennpunkte bedingt, das ist der Abstand eines durchsichtigen Ringes von dem andern, so daſs, wenn zwischen den Kreisen eine andere als die angezeigte Breitenrelation existirte, keine Coïncidenz der Brennpunkte des Gitters mit den von dem transparenten centralen Kreis erzeugten Maximis und Minimis stattfinden würde. — Kurz die Diffractions-Effecte kleiner kreisrunder Oeffnungen verhalten sich zu den Phänomenen der Kreisgitter wie die Spectra erster Klasse der Spalten zu den Spectres zweiter Klasse geradliniger Gitter.

Ich füge noch hinzu, daſs die reellen oder virtuellen Bilder, welche die Kreisgitter erzeugen, sich ohne groſse Schwierigkeit mit bloſsem Auge wahrnehmen lassen, wenn man eine Flamme durch ein in zweckmäſsiger Entfernung aufgestelltes Gitter betrachtet.

Durch Reflexion erhält man, wie leicht begreiflich, ganz analoge Resultate; nur ist die Beobachtung etwas schwieriger und es ist zweckmäſsig für den Versuch, photographische Abzüge anzuwenden, die nicht mit einer zweiten Glasplatte geschützt sind.

Ich habe auch Gitter studirt, die auf andere Weise gemacht waren und von den beschriebenen durch die relative Breite der durchsichtigen und opaken Ringe abweichen.

Sie sind auf einer mit Kienruſs bekleideten Glasplatte gezogen; jeder durchsichtige Ring ist durch einen mit einem Stift gemachten Kreisstrich gemacht; sie alle haben gleiche Breite, aber ungleichen Abstand nach folgendem Gesetz. Das Centrum ist opak, der erste durchsichtige Ring hat

einen Radius von $a\sqrt{\frac{3}{2}}$, der zweite von $a\sqrt{\frac{7}{2}}$, der vierte von $a\sqrt{\frac{11}{2}}$, der fünfte von $\sqrt{\frac{15}{2}}$ usw. In einem sehr gut gelungenen Gitter dieser Art, gebildet aus 100 concentrischen durchsichtigen Kreisstrichen, hat jeder eine Breite von ungefähr $\frac{1}{70}$ Millim. Die mikroskopische Untersuchung ergab eine große Regelmäßigkeit in ihrer Anordnung. Der Werth von a ist $0^{mm},42426$, der hundertste durchsichtige Kreis hat den Durchmesser $5^{mm},9925$. Ein zweites, weniger gelungenes Gitter, in denselben Dimensionen, deren durchsichtigen Striche jedoch breiter sind und in dem Randtheile zusammenfließen, giebt deßungeachtet auch gute Resultate.

Leicht ersichtlich ist, daß diese Gitter zu ganz analogen Resultaten wie die vorhergehenden führen müssen, da die durchsichtigen Striche der Kienruß-Gitter, durch ihre Lage, der Mitte der durchsichtigen Ringe eines negativen photographirten Gitters entsprechen.

Der Versuch zeigt, daß man schärfere und lebhafter gefärbte Bilder erhält, was zum Theil von der größeren Vollkommenheit des Gitters herrührt, zum Theil auch davon, daß die Lichtmenge, welche ohne Beugung durchgeht, bedeutend geringer ist, weil die opaken Ringe, besonders nahe am Centrum, viel breiter sind als die durchsichtigen Ringe.

Bringt man eins dieser Gitter an den gewöhnlichen Ort des Prisma eines Spectroskops, und stellt das Fernrohr, dessen Object man fortgenommen hat, in die Verlängerung, welches den Schlitz und die Collimator-Linse trägt, so unterscheidet man sehr gut das Bild des Schlitzes, dessen Farbe nach der Einstellung variirt und desto lebhafter ist als der Schlitz enger ist. Wendet man als Lichtquelle eine Sodaflamme an, so hebt sich das Bild mit absoluter Schärfe von einem schwach erhellten Felde ab. Die Versuche mit Projection gelingen ebenfalls gut.

Diese Gitter haben die Eigenschaft, die Bilder höherer Ordnung mit vieler Schärfe zu geben; man unterscheidet sie bis zur fünften oder sechsten, sowohl bei

weifsem als bei monochromatischem Lichte. Die Bilder von gerader Ordnung werden nicht mehr oder weniger vollständig vernichtet wie bei den Gittern, in welchen die durchsichtigen und opaken Ringe gleiche Oberfläche haben [1]).

Ich schliefse mit Beibringung einiger Bestimmungen, die ich machte, um die experimentell erhaltene Brennweite der Gitter mit der theoretisch berechneten zu vergleichen.

Zu diesen Vergleichen wandte ich eine monochromatische Lichtquelle an, eine Sodaflamme oder einen Verein einer kleinen Anzahl von Strahlengattungen, wie eine Geifsler'sche Wasserstoffröhre.

Ich operirte nach zwei Methoden, bei der ersten stellte ich die Lichtquelle in grofser Entfernung von dem Gitter auf, welches als Ocular diente, in einem astronomischen Fernrohr, das im Brennpunkt des Oculars mit einem Fadenkreuz versehen war. Man zog das Fernrohr so weit aus, dafs das Bild des leuchtenden Gegenstandes das Maximum von Schärfe erreichte; dann maafs man den Abstand des Fadenkreuzes vom Gitter. Diese Messung erforderte eine Berichtigung, um die Brennweite des Gitters zu geben; denn die Entfernung der Lichtquelle war nicht unendlich. Diese Berichtigung geschah mittelst der bei Linsen gewöhnlichen Formel $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$.

Ich operirte mit dem besten meiner Gitter auf berufstem Glase und mit einem photographirten Gitter, welches nicht mit einer zweiten Glasplatte bedeckt war. Bei Anwendung des ersteren war das Bild einer Flamme von

1) Ich hatte die Absicht auch geradlinige Gitter machen zu lassen, deren Striche nach einem analogen Gesetze auseinander ständen und die Diffractionswirkungen cylindrischer Linsen hervorbrächten. Diefs war sogar meine erste Idee, bevor ich an Kreisgitter dachte. Allein in Folge der Mittheilung, die ich am 22. Febr. 1875 der Pariser Akademie machte, hat Hr. Cornu seine interessanten Studien über die Focal-Eigenschaften der Gitter, besonders der geradlinigen, mit passend abständigen Strichen bekannt gemacht, weshalb ich aufgab, mich mit diesem letzteren Fall zu befassen.

gesalzenem Alkohol vollkommen scharf. Mit der Wasserstoffröhre von der in der Spectroskopie üblichen Form unterschied man, bei einem bestimmten Auszug des Fernrohrs, einen kleinen rothen, vollkommen scharfen Strich; bei Verlängerung des Fernrohrs einen kleinen blauen, aber ebenfalls sehr scharfen Strich; allein die Einstellung war weniger leicht als bei den rothen Strahlen.

Die Resultate sind in folgender Tafel zusammengestellt; darin ist die Lichtquelle bezeichnet durch *D* für gesalzenen Alkohol ($\lambda = 0{,}0005892$) und durch *C* und *F* für das rothe ($\lambda = 0{,}0006562$) und blaue ($\lambda = 0{,}000486$) Licht der Wasserstoffröhre.

Das Gitter auf berufstem Glase mit gleichen und etwa $\frac{1}{70}$ breiten durchsichtigen Strichen, in welchem $a = 0^{mm}{,}42426$, ist mit No. 1 bezeichnet. Das photographirte Gitter mit transparenten und opaken Ringen von gleicher Fläche ist mit No. 3 bezeichnet; diefs ist ein negatives von $12^{mm}{,}25$ Durchmesser, in welchem $a = 0^{mm}{,}4375$.

p ist der Abstand der Lichtquelle vom Gitter,

p' die direct beobachtete Brennweite (Mittel mehrer Beobachtungen),

f_1 die Hauptbrennweite, hergeleitet aus der Beobachtung mittelst der Formel $f_1 = \frac{p p_1}{p + p_1}$ oder berechnet nach der Formel $f_1 = \frac{a^2}{\lambda}$.

Quelle	Gitter	p	p'	f_1 gefund.	f_1 berechn.	Diff.
		m	mm	mm	mm	mm
C	1	9,7	282,6	274,6	274,3	0,3
D	1	9,7	316,7	306,7	305,6	1,4
F	1	9,7	385,0	370,3	370,3	0,0
D	3	10,0	332,6	321,9	325,0	— 3,1
D	2	8,0	341,7	327,7	325,0	+ 2,7.

Bei der zweiten Methode stellt man die Lichtquelle vor den Schlitz eines Spectroskops; dieser Schlitz mufs so genau in die Brennweite der Collimatorlinse gebracht seyn, dafs die Strahlen parallel sind. Das Gitter stellt

man hinter der Collimatorlinse auf und beobachtet mit dem Fernrohr des Spectroskops, dessen gewöhnliches Objectiv fortgenommen ist. Man macht die Einstellung und mifst den Abstand des Gitters vom Brennpunkt des Oculars. Diese Messung giebt direct die Brennweite f_1 des Gitters.

Die Resultate dieser Beobachtungen sind in der folgenden Tafel zusammengestellt, worin die Bezeichnungen dieselben sind wie vorhin. Das Gitter No. 2 ist das zweite auf berufstem Glase, weniger vollkommen als No. 1, hat denselben Werth von a, und seine durchsichtigen Ringe sind etwas breiter.

		f_1		
Quelle	Gitter	beob.	berechn.	Diff.
		mm	mm	mm
C	1	276,5	274,3	2,2
D (breiter Schlitz)	1	307,75	305,6	2,15
D (schmaler do.)	1	307,3	305,6	1,7
F	1	366,5	370,3	− 3,8
C	2	273,7	274,3	− 0,6
D	2	303,1	305,6	− 2,5
F	2	376,0	370,3	+ 5,7
C	3	297,5	291,7	5,8
D	3	317,4	325,0	− 7,6.

Aus diesen beiden Tafeln ersieht man, dafs die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Resultaten sehr befriedigend ist für die Gitter auf berufstem Glase bei der Sodaflamme und dem rothen Licht des Wasserstoffs; bei dem blauen Licht des Wasserstoffs ist die Genauigkeit weniger grofs. Bei dem photographirten Gitter, welches weniger scharfe Bilder giebt, ist die Divergenz zuweilen ziemlich beträchtlich.

V. *Ueber die Diffraction, namentlich über Brennpunktseigenschaften der Gitter; von Hrn. A. Cornu.*

(*Compt. rend.* 1875, *T. LXXX*, *p.* 645.)

Veranlaſst durch die sehr interessante Mittheilung des Hrn. Soret bitte ich die Akademie um Erlaubniſs, einige analoge aber allgemeinere Untersuchungen vorzutragen, welche das, was sie mit denen des gelehrten Genfer Professors gemein haben, bestätigen.

Den Ausgangspunkt meiner Studien bildete die Erforschung der Ursache einer eigenthümlichen Erscheinung, welche die zur Messung der Wellenlängen dienenden Gitter oft darbieten. Wie bekannt giebt ein Bündel paralleler Strahlen, welches winkelrecht auf ein Gitter fällt, auſser dem verlängerten Bündel, eine Reihe von Bündeln abgelenkt nach Winkeln, deren Sinus wie die Multipla der Wellenlängen des Lichtes variiren. Diese im Brennpunkt eines Fernrohrs beobachteten Bündel geben die Spectra verschiedener Ordnungen und selbst die Linien, wenn die Gitter vollkommen genug sind.

Die Theorie weist nach, daſs die so gebeugten Bündel aus parallelen Strahlen bestehen müssen. Nun aber geschieht es, daſs anscheinend sehr regelmäſsige Gitter, welche die Linien mit vollkommner Schärfe geben, die von Hrn. Mascart beobachtete und beschriebene Sonderbarkeit zeigen, daſs die Spectra verschiedener Ordnungen, welche nach einer Seite des centralen Bündels abgelenkt sind, aus convergirenden Bündeln bestehen, während die auf der anderen Seite aus divergirenden Bündeln gebildet sind. Da ich eine lange Arbeit über das ultraviolette Spectrum unternehmen wollte, beschäftigte ich mich zuvor mit dieser Fehlerquelle, in der Besorgniſs, sie möchte ein Grund seyn, die Gitter bei der Messung der Wellenlängen zu verwerfen, was aber glücklicherweise nicht nöthig ist.

Nachdem ich die Ursache dieser Erscheinung umsonst in einer Unvollkommenheit der Striche der Gitter gesucht hatte, wurde ich durch eine zufällige Beobachtung auf die wahre Erklärung geführt. Eine Photographie von Farbenringen, die bei meinem optischen Studium der Elasticität erhalten worden, war zufällig neben der *Porte-Lumière* der *Camera obscura* liegen geblieben; die Reflexion des Lichts von aufsen liefs mich hyperbolische Ringe von eigenthümlichen Irisirungen wahrnehmen, deren Maximum von Schärfe aufserhalb der Ebene der gefurchten Fläche zu liegen schien. Ich schlofs sogleich auf Bildung eines reellen Brennpunkts durch Diffraction mit Farbenzerstreuung.

Ich wurde veranlafst mir folgendes Problem zu stellen und zu lösen:

Nach welchem Gesetze müssen die Striche eines Gitters vertheilt seyn, damit die cylindrischen Wellen, welche von einer den Strichen parallelen Lichtlinie ausgehen und von jeder derselben gebeugt werden, nach einer selben, den Strichen des Gitters ebenfalls parallelen Geraden im Einklang sind?

Betrachten wir, um die Aufgabe auf die ebene Geometrie zurückzuführen, eine auf den Strichen des Gitters und den Lichtlinien winkelrechte Ebene, und setzen zur Vereinfachung der Beweisführung, dafs die Quelle F' und der Brennpunct F auf einem selben Perpendikel FOF' der Ebene des Gitters liegen. Nennen wir x_0, $x_1 \ldots x_2$, x_{n+1} den Abstand jedes der Striche T_0, $T_1 \ldots T_{n+1}$ vom Fufspunkt O des Perpendikels FOF'. Sey δ_n der Winkel OFT_n und δ'_n der Winkel $OF'T_n$. Die Bedingung des Einklangs am Punkt F besteht darin, dafs die Wege $F'T_nF$ und $F'T_{n+1}F$ um eine ganze, positive oder negative, Zahl k von Wellenlängen verschieden seyen. Dieser Unterschied umfafst zwei Glieder von derselben Form

$$(x_{n+1} - x_n)\sin\delta_n = \varepsilon\,, \quad (x_{n+1} - x_n)\sin\delta'_n = \varepsilon'$$

$$\text{mit } \varepsilon + \varepsilon' = k\lambda,$$

wenn die Punkte F und F' diefs- und jenseits des Gitters liegen.

Anderseits ist die trigonometrische Tangente von δ_n gleich dem Quotienten von $\frac{1}{2}(x_{n+1}+x_n)$ durch OF oder D; eben so für δ'_n

$$(x_{n+1}+x_n)=2D\,\text{tang}\,\delta_n,\quad (x_{n+1}+x_n)=2D'\,\text{tang}\,\delta'_n.$$

Wenn die Ablenkungen δ_n, δ'_n so klein sind, dafs man den Unterschied ihrer Cosinus mit der Einheit vernachlässigen kann, so hat man, nach Elimination der δ,

$$(x^2_{n+1}-x^2_n)\left(\frac{1}{D}-\frac{1}{D'}\right)=2k\lambda.$$

Die gesuchte Bedingung ist also, dafs der Unterschied der Quadrate der Abstände der Striche von der Geraden FF' ein constanter sey.

Diefs Gesetz der Vertheilung der aufeinander folgenden Striche ist genau dasselbe wie das der aufeinander folgenden Durchmesser oder Radien x_{n+1}, x_n der Farbenringe, welche durch eine Fläche vom Radius R auf einer Ebene (oder durch zwei zweckmäfsig gewählte Flächen) mittelst monochromatischen Lichtes von irgend einer Wellenlänge λ' gebildet werden.

$$x^2_{n+1}-x^2_n=R\lambda'.$$

Diese Coïncidenz des Gesetzes der Vertheilung der Striche und der Ringe erklärt das Phänomen, welches ich an einer Photographie beobachtet habe.

Die Identification der beiden Gleichungen führt zu der Formel:

$$\frac{1}{D}+\frac{1}{D'}=\frac{2}{R}k\frac{\lambda}{\lambda'},$$

identisch mit

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}$$

der klassischen Formel der Linsen.

Diese Demonstration gilt offenbar auch für den Fall einer sphärischen Welle und kreisrunder Striche, so wie für den Fall, dafs die die Lichtquelle mit dem Brenn-

punkt verbindende Linie etwas geneigt wäre gegen die Ebene des Gitters. Daraus ergiebt sich folgendes:

Ein ebenes Gitter, dessen geradlinige oder kreisrunde Striche vertheilt sind nach dem Gesetz der Durchmesser der Farbenringe, welche unter lothrechter Incidenz zwischen einer ebenen Fläche und einer cylindrischen oder sphärischen vom Radius R gebildet werden, besitzt die Eigenschaften einer cylindrischen oder sphärischen Linse, welche eine Reihe reeller oder virtueller Hauptbrennpunkte in gerader Linie mit dem Centrum der Ringe hätte; ihre Abstände vom Gitter sind Submultipla der ganzen positiven oder negativen Zahlen, die den Ordnungen der Diffractionsspectren entsprechen. Die Hauptbrennweite erster Ordnung, die gröfste von allen, ist für einfaches Licht von der Wellenlänge λ', welches die Farbenringe erzeugt hat, gleich der Hälfte des Radius R. Für ein Licht von anderer Wellenlänge λ ist sie ein Multiplum von dem Verhältnifs λ' zu λ.

Diefs Resultat umfafst als besondere Fälle alle die von Hrn. Soret studirten; ich werde also nicht bei den Eigenschaften dieser optischen Systeme und deren Anwendungen verweilen, sondern mich damit begnügen, die Folgerungen in Betreff der Anwendungen eigentlicher Gitter, wie man sie zur Messung von Wellenlängen benutzt, anzugeben.

Als Corollar dieses Theorems wird man bemerken, dafs diese Eigenschaften bestehen bleiben für ein unvollständiges Stück des oben definirten Strichsystems. Diefs ist genau der Fall bei den in der Optik üblichen Gittern. Ungeachtet aller Sorgfalt, welche man auf ihre Construction verwendet, geschieht es fast immer, dafs die Striche, statt gleich abständig zu seyn, auf einer gröfseren oder geringeren Strecke des Gitters systematisch regelmäfsige Fehler zeigen. Ich spreche hier nicht von den periodischen Veränderungen, welche die gewöhnlicheren Mängel der unvollkommenen Gitter ausmachen; sie rühren gemeiniglich von einem Fehler der zu ihrer Theilung benutzten Schraube her und bewirken, dafs man die Linien nicht in Schärfe sieht. Vielmehr meine, die systematischen Fehler, welche

eine Veränderung des Brennpunkts herbeiführen, ohne die Schärfe der Bilder zu stören. Jede fortschreitende und anhaltende Veränderung in dem Gesetz des Abstandes der Striche kann unter einer der beiden Formen

$$y_n = a + bn + cn^2 = \ldots$$
$$n = \alpha + \beta y_n + \gamma y^2_n + \ldots$$

geschrieben werden, welche aequivalent sind, wenn die Coëfficienten c und γ sehr klein, d. h. die Striche fast gleich abständig sind. Klar ist, dafs die zweite identificirt werden kann mit der vorhin ausgedrückten analytischen Bedingung. Dieselben Schlüsse gelten also für diesen Fall, und man findet:

1) *dafs die Spectra verschiedener Ordnung Brennweiten haben, die Submultipla der ganzen Zahlen* 1, 2, 3 ... k *sind*;
2) *dafs diese Brennpunkte in gerader Linie mit dem idealen Centrum des Gitters liegen*;
3) *dafs diese Brennpunkte reell sind für die positiven Werthe von k, d. h. für die nach der einen Seite des centralen Bündels gebeugten Spectra, und virtuell für die negativen Werthe* d. h. *für die nach der anderen Seite abgelenkten Spectra*.

Ungeachtet der Einfachheit dieser Beweisführung habe ich es doch für gut gehalten, numerische Verificationen zu machen. Zu dem Ende begann ich damit, mir Photographien von Farbenringen zu verschaffen, die zwischen einer ebenen Fläche und einer durch Gewichte schwach gewölbten Quarzplatte gebildet waren. Die anfangs elliptischen Ringe werden geradlinig, ehe sie in die hyperbolische Form übergehen. Man erhält somit geradlinige Fransen, geordnet nach dem Gesetz der Ringe. Zwei kleine Photographien auf Glas gaben das Phänomen in seiner ganzen Nettigkeit. Das Product $R\lambda' = 0^{\text{mmq}},49$ wurde durch mikrometrische Messung von zehn centralen Fransen bestimmt, und die Hauptbrennweite, berechnet nach der Formel $2fk\lambda = R\lambda'$, gab für Sodalicht ($\lambda' = 0^{\text{mm}},000588$), $f = 416$ Millim. Die directe Beobachtung gab 400 Millim.

Ich construirte folgweise drei Gitter und berechnete die Lage jedes Strichs, den ich auf eine mit Kienrufs oder Firnifs überzogenen Tafel mittelst einer Theilmaschine zog. Zu dem Ende reducirte ich in Tafeln die Formel

$$y. = 100 \sqrt{1 + \frac{n}{1000}},$$

welche für $2 f \lambda$ den Werth 10 giebt, woraus $f = 8^{\mathrm{mm}},503$, wenn man für λ die Wellenlänge des Sodalichtes nimmt.

Die Messung der Brennweiten der Spectren verschiedener Ordnungen, erhalten mit diesen drei Gittern, deren Strich-Abstände Multipla oder Submultipla von den Zahlen der Tafel sind, ergab folgendes. Die Brennweiten wurden hergeleitet aus den Veränderungen des Auszugs eines guten Fernrohrs, das zur Beobachtung der Spectren diente. Die Beobachtungen gehen bis Mai 1871 zurück.

		Spectra links		Spectra rechts	
		1. Ordn.	2 Ordn.	1. Ordn.	2. Ordn.
			m		
No. 1	Beobachtet		8,27	7,73	
(100 Strich)	Berechnet		8,50	9,50	
No. 2	Beobachtet		3,88		
(200 Strich)	Berechnet		4,25		
No. 3	Beobachtet	7,75	16,62	15,78	7,96
(100 Strich)	Berechnet	8,50	17,00	17,00	8,50

Ich hätte gern gewartet, um genauere Beobachtungen zu erhalten und verschiedene Anwendungen dieses Phänomens nachzuweisen; allein ich ziehe vor, diese Resultate, trotz ihrer Unvollkommenheit, zu geben, um mir das Recht zur Fortsetzung dieser Untersuchungen zu wahren.

VI. *Optische Notizen;* von *Hrn. Dr. Wolcott Gibbs.*

(Aus den *Proceedings of the American Academy etc. Vol. X* vom Hrn. Verf. übersandt.)

I. Ueber eine neue optische Constante

Wenn eine Glasplatte mit ebenen und parallelen Flächen in solcher Weise in das Feld des Spectroskops gebracht wird, dafs die eine Hälfte des auf die Vorderfläche des Prismas einfallenden Strahlenbündels durch die Glasplatte geht, so sieht man in dem Spectrum eine Reihe von Interferenzstreifen, die nach ihrem Entdecker Talbot'sche Streifen genannt werden. Wenn der mittlere Brechungsindex der Glasplatte kleiner ist als der mittlere Index des Prismas, so mufs die Platte so gestellt werden, dafs sie die auf das Prisma nächst seiner brechenden Kante einfallenden Strahlen auffängt; im umgekehrten Fall mufs sie die zunächst der Basis des Prismas einfallenden Strahlen auffangen. Doppelt brechende Platten erzeugen zwei Reihen von Streifen, entsprechend respective den ordentlichen und den aufserordentlichen Strahlen. In irgend einer isotropischen Substanz kann die Anzahl der Streifen zwischen irgend zwei Linien des Spectrums, deren Indices n_2 und n_1 sind, gefunden werden durch den Ausdruck

$$\tau = \vartheta \left\{ (n_2 - 1)\frac{1}{\lambda_2} - (n_1 - 1)\frac{1}{\lambda_1} \right\},$$

worin ϑ die Dicke der Platte, und λ_2 und λ_1 die den Strahlen n_2 und n_1 entsprechenden Wellenlängen in Luft bedeuten.

Die von mir gegebene Formel ist Allen bekannt, welche sich mit der schönen und fruchtbaren Interferenztheorie beschäftigt haben. Sie bildet den Ausgangspunkt meiner Untersuchung.

Nehmen wir ϑ als Einheit, so giebt die Formel

$$r = (n_2 - 1)\frac{1}{\lambda_2} - (n_1 - 1)\frac{1}{\lambda_1}$$

die Anzahl der dunklen Streifen für eine Platte von der Dicken-Einheit, welche, wenn λ_2 und λ_1 in Bruchtheilen eines Millimeters ausgedrückt sind, gleich einem Millimeter seyn wird. Dividiren wir den gegebenen Ausdruck durch die Dichte d der Substanz der Platte, so haben wir:

$$J = \frac{r}{d} = \frac{1}{d}\left\{ (n_2 = 1)\frac{1}{\lambda_2} - (n_1 - 1)\frac{1}{\lambda_1} \right\}.$$

Die so definirte Gröfse J nenne ich „Interferenzconstante". Sie ist der Ausdruck für die Anzahl der Streifen in dem Spectrum zwischen zwei Strahlen, deren Brechungsindices für die gegebene Platte n_2 und n_1 sind, bei einer Dicke der Platte gleich der Einheit. Durch Discussion einer Anzahl von Beobachtungen werde ich mich bemühen zu zeigen, dafs die Gröfse J für jede Substanz eine charakteristische optische Function ist, welche für alle Fälle, welche der Zustand der Wissenschaft uns zu discutiren erlaubt, unabhängig ist von der Temperatur, und daher als eine neue physikalische Constante betrachtet werden kann.

Um den Charakter und den Werth der neuen Constante zu prüfen, habe ich die ausgedehnte Reihe von Beobachtungen gewählt, welche Wüllner[1]) bei seiner Untersuchung der Function $\frac{n-1}{d}$ angestellt hat, einer Function, welche Landolt, sowie Dale und Gladstone bei ihren umfangreichen Untersuchungen als constant für denselben Strahl und dieselbe Substanz angenommen haben. Wüllner bestimmte mit grofser Genauigkeit die Brechungsindices einer Reihe von Flüssigkeiten für die Linien C, F und G bei verschiedenen Temperaturen, zusammen mit den entsprechenden Dichtigkeiten. Er fand, dafs die drei Indices und die entsprechenden Dichtigkeiten, für sehr bedeutende Temperaturstrecken, sehr nahe ausgedrückt werden können durch lineare Functionen von der Form

1) Pogg. Ann. Bd. 133, S. 1.

$n = n_0 - kt$ und $d = d_0 - bt$. Wüllner's allgemeine Resultate sind in Taf. 1 gegeben, in denen repräsentiren: N_α und N_γ respective die Brechungsindices für die Strahlen C und G bei 0° C., und d und T die entsprechenden Dichtigkeiten und Temperaturen.

Mit den hier angegebenen Datis berechnete Wüllner für jede Flüssigkeit den Werth der Function $\frac{A-1}{D}$, worin A das Glied der Cauchy'schen Formel

$$n = A + \frac{B}{\lambda_2} + \frac{C}{\lambda_4},$$

welche von der Wellenlänge unabhängig ist, und D die Dichtigkeit bezeichnet. Das allgemeine Resultat seiner Untersuchung ist: dafs die Function $\frac{A-1}{D}$ oder $\frac{n-1}{d}$ nicht als vollkommen constant betrachtet werden kann, es mögen die Dichtigkeiten durch Erhitzung oder Abkühlung, oder durch Vermischung einer Flüssigkeit mit einer anderen verändert werden.

Tafel I.

	$N_\alpha - k\,T$	$N_\gamma - k'\,T$	$d - b\,T$
Wasser	1,333138 — 0,000099 T	1,342290 — 0,000099 T	— — —
Alkohol	1,368431 — 0,000389 T	1,378158 — 0,000395 T	0,81328 — 0,000850 T
Glycerin a	1,453177 — 0,000265 T	1,465064 — 0,000267 T	1,23454 — 0,000630 T
„ 3,7 Wasser 1 . . .	1,426172 — 0,000231 T	1,437604 — 0,000233 T	1,18598 — 0,000557 T
„ 1 „ 1 . . .	1,389760 — 0,000185 T	1,400239 — 0,000187 T	1,11500 — 0,000444 T
„ 0,5 „ 1 . . .	1,369609 — 0,000154 T	1,379567 — 0,000156 T	1,07549 — 0,000365 T
Glycerin b	1,463651 — 0,000270 T	1,475732 — 0,000272 T	1,25073 — 0,000635 T
„ 4 Alkohol 1 . . .	1,442453 — 0,000292 T	1,454235 — 0,000296 T	1,14155 — 0,000660 T
„ 2 „ 1 . . .	1,428029 — 0,000305 T	1,439160 — 0,000310 T	1,07420 — 0,000725 T
„ 0,998 Alkohol 1 . .	1,411538 — 0,000330 T	1,422213 — 0,000336 T	0,99748 — 0,000750 T
„ 0,4997 „ 1 . .	1,393365 — 0,000356 T	1,408848 — 0,000363 T	0,93710 — 0,000805 T
Conc. Lösung von $ZnCl_2$ . .	1,509257 — 0,000288 T	1,528169 — 0,000291 T	1,96816 — 0,001153 T
do. 3,997 Wasser 1 .	1,460379 — 0,000266 T	1,476405 — 0,000268 T	1,68519 — 0,000992 T
do. 1,9996 „ 1 .	1,433093 — 0,000258 T	1,447567 — 0,000261 T	1,52457 — 0,000882 T
do. 0,9998 „ 1 .	1,404593 — 0,000250 T	1,417494 — 0,000252 T	1,36623 — 0,000793 T
Schwefelkohlenstoff	1,634066 — 0,000780 T	1,692149 — 0,000850 T	1,29366 — 0,001506 T
do. 3,955 Alkohol 1	1,551274 — 0,000678 T	1,594015 — 0,000750 T	1,14913 — 0,001373 T
do. 2,12836 „ 1	1,512477 — 0,000626 T	1,547691 — 0,000680 T	1,08033 — 0,001294 T
do. 1,03111 „ 1	1,465695 — 0,000560 T	1,492206 — 0,000590 T	0,99533 — 0,001178 T

Mit den Daten der Taf. I habe ich die Werthe der Interferenz-Constante J jeder Flüssigkeit für wenigstens drei Temperaturen berechnet. Fünf Bestimmungen sind für Wasser und vier für Schwefelkohlenstoff gegeben. Da die Dichtigkeit des Wassers selbst für eine eingeschränkte Temperaturstrecke nicht durch eine lineare Function ausgedrückt werden kann, so habe ich sie aus den von Pierre gegebenen Voluminis berechnet. Meine allgemeinen Resultate sind in Taf. II gegeben.

Tafel II.

N_α	N_γ	T	d	J	ι
		Wasser.			
1,333138	1,342290	0°	1,00000	287,1	287,0
1,332148	1,341300	10	0,99988	286,3	286,3
1,331158	1,340310	20	0,99839	285,9	285,5
1,330168	1,339320	30	0,99588	285,8	284,7
1,329178	1,338330	40	0,99250	285,8	282,9
			Mittel	286,2	
			$\iota = 287,0 - 0,0775\ T$		
		Schwefelkohlenstoff.			
1,634066	1,692149	0°	1,29366	495,2	640,7
1,622366	1,679399	15	1,27107	494,8	628,9
1,610666	1,666649	30	1,24848	494,3	617,1
1,596626	1,651349	48	1,22137	493,6	603.0
			Mittel	494,77	
			$\iota = 640,7 - 0,7853\ T$		
		Alkohol.			
1,368431	1,378158	0°	0,81281	389,4	316,5
1,362596	1,372233	15	0,80003	389,5	311,6
1,356761	1,366308	30	1,78731	389,6	306,7
			Mittel	389,5	
			$\iota = 316,5 - 0,3266\ T$		
		Chlorzink.			
		Gesättigte Lösung von $Zn\,Cl_2$.			
1,509257	1,528169	0°	1,96816	228,7	450,2
1,503497	1,522349	20	1,94510	228,9	445,4
1,497737	1,516529	40	1,92204	229,2	440,7
			Mittel	228,9	
			$\iota = 450,2 - 0,2375\ T$		

N_α	N_γ	T	d	J	τ
		Wasser 1, Gesättigte Lösung von $Zn\,Cl_2$, 3997.			
1,460379	1,476405	0°	1,68519	239,9	404,3
1,455059	1,471045	20	1,66535	240,3	400,2
1,449739	1,465685	40	1,64551	240,5	395,8
			Mittel	240,2	
				$\tau = 404{,}3 - 0{,}2125\ T$	
		Wasser 1, Gesättigte Lösung von $Zn\,Cl_2$, 1,9996			
1,433093	1,447567	0°	1,52457	248,6	379,1
1,427933	1,442347	20	1,50693	248,7	374,8
1,422773	1,437127	40	1,48929	248,8	370,6
			Mittel	248,7	
				$\tau = 379{,}1 - 0{,}2125\ T$	
		Wasser 1, Gesättigte Lösung von $Zn\,Cl_2$, 0,9998.			
1,404593	1,417494	0°	1,36623	258,2	352,7
1,399593	1,412454	20	1,35037	258,2	348,7
1,394593	1,407414	40	1,33451	258,2	344,6
			Mittel	258,2	
				$\tau = 352{,}7 - 0{,}2025\ T$	
		Glycerin und Wasser.			
Glycerin a.					
1,453177	1,465064	0°	1,23454	315,2	389,1
1,449202	1,461059	15	1,22509	314,9	385,9
1,446552	1,458389	25	1,21879	314,8	383,7
1,442577	1,454384	40	1,20934	314,6	380,5
			Mittel	314,9	
				$\tau = 389{,}1 - 0{,}2150\ T$	
		Wasser 1, und Glycerin 3,7.			
1,426172	1,437604	0°	1,18598	309,1	366,6
1,422456	1,434109	15	1,17763	309,2	364,1
1,420397	1,431779	25	1,17206	308,8	361,8
1,416932	1,428284	40	1,16370	308,5	359,0
			Mittel	309,0	
				$\tau = 366{,}6 - 0{,}1900\ T$	
		Wasser 1, Glycerin 1.			
1,389760	1,400239	0°	1,11500	300,7	335,3
1,386985	1,397434	15	1,10834	300,4	333,0
1,385135	1,395564	25	1,10390	300,2	331,4
1,382360	1,392759	40	1,09724	299,9	329,1
			Mittel	300,4	
				$\tau = 335{,}3 - 0{,}1550\ T$	

N_α	N_γ	T	d	J	τ
		Wasser 1, Glycerin ½.			
1,369609	1,379567	0°	1,07549	295,6	317,9
1,367299	1,377227	15	1,07002	295,3	316,0
1,365759	1,375667	25	1,06637	295,2	314,8
1,363449	1,373327	40	1,06089	294,9	312,9
			Mittel	295,2	

$\tau = 317.9 - 0,1250\ T$

Glycerin und Alkohol.

N_α	N_γ	T	d	J	τ
Glycerin *b*.					
1,463651	1,475732	0°	1,25073	318,2	398,0
1,459601	1,471652	15	1,24120	317,9	394,6
1,455551	1,467572	30	1,23160	317,7	391,3
			Mittel	317,9	

$\tau = 398,0 - 0,2233\ T$

N_α	N_γ	T	d	J	τ
		Alkohol 1, Glycerin *b*, 4.			
1,442453	1,454235	0°	1,14155	333,0	380,2
1,438073	1,449795	15	1,13165	332,8	376,6
1,433693	1,445355	30	1,12175	332,5	373,0
			Mittel	332,7	

$\tau = 380,2 - 0,2400\ T$

N_α	N_γ	T	d	J	τ
		Alkohol 1, Glycerin 2.			
1,428029	1,439160	0°	1,07420	342,0	367,4
1,423454	1,434510	15	1,06333	341,9	363,5
1,418879	1,429860	30	1,05245	341,7	359,6
			Mittel	341,9	

$\tau = 367,4 - 0,2600\ T$

N_α	N_γ	T	d	J	τ
		Alkohol 1, Glycerin 0,998.			
1,411538	1,422213	0°	0,99750	353,9	353,1
1,406588	1,417173	15	0,98623	353,8	348,9
1,401638	1,412133	30	0,97498	353,5	344,6
			Mittel	353,7	

$\tau = 353,1 - 0,2833\ T$

N_α	N_γ	T	d	J	τ
		Alkohol 1, Glycerin 0,4997.			
1,398365	1,408848	0°	0,93710	364,4	341,5
1,393025	1,403403	15	0,92503	364,9	337,5
1,387685	1,397958	30	0.91295	364,8	333,0
			Mittel	364,7	

$\tau = 341,5 - 0,2853\ T$

N_{α}	N_{γ}	T	d	J	τ

Alkohol und Schwefelkohlenstoff.

Alkohol 1, CS_2, 3,955.

1,551274	1,594015	0°	1,149130	468,9	538,9
1,541104	1,582765	15	1,128540	468,1	528,3
1,530934	1,571515	30	1,107940	467,7	517,7
			Mittel	468,2	

$\tau = 538{,}9 - 0{,}7066\ T$

Alkohol 1, CS_2, 2,12836.

1,512477	1,547691	0°	1,080130	454,2	490,6
1,503087	1,537491	15	1,060720	453,7	481,2
1,493697	1,527291	30	1,041310	453,1	471,9
			Mittel	453,7	

$\tau = 490{,}6 - 0{,}6233\ T$

Alkohol 1, CS_2, 1,03111.

1,465695	1,492206	0°	0,995330	435,0	433,0
1,457295	1,483356	15	0,977660	435,0	425,3
1,448895	1,474506	30	0,959990	434,9	417,5
			Mittel	435,0	

$\tau = 433{,}0 - 0{,}5166\ T.$

In dieser Tafel bezeichnen N_{α} und N_{γ} die Brechungsindices der genannten Substanzen bei der Temperatur T, ferner d die entsprechenden Dichtigkeiten und J die Interferenzconstanten. Die Indices und Dichtigkeiten sind nach der in Taf. I gegebenen Formel Wüllner's berechnet. Jede dieser Linearformeln wurde hergeleitet aus einer grofsen Anzahl directer Beobachtungen, die bei verschiedenen genau beobachteten Temperaturen gemacht waren. Die aus ihnen berechneten Werthe der Indices und Dichtigkeiten sind daher zuverlässiger als die durch einzelne directe Beobachtungen erhaltenen. Bei allen untersuchten Substanzen zeigt Taf. II deutlich, dafs die Interferenzconstanten innerhalb sehr bedeutender Temperaturstrecken unabhängig sind von der Temperatur. Die in Taf. I citirte Formel Wüllner's zeigt, dafs in allen Fällen die Coëfficienten k und k' sehr nahe gleich sind, so dafs N_{α} und N_{γ} sehr nahe in demselben Verhältnifs abnehmen wie die Temperatur steigt. Die Formel für die Interferenzconstante

$$J = \frac{1}{d} \left\{ (n_2 - 1) \frac{1}{\lambda_2} - (n_1 - 1 \frac{1}{\lambda_1} \right\}$$

zeigt dann, dafs die Dichtigkeiten sehr nahe in demselben Verhältnisse wie die Unterschiede der Indices abnehmen müssen, weil J für jede Substanz constant ist. Eine sorgfältige Untersuchung der in Taf. II gegebenen Werthe der Interferenzconstanten zeigt, dafs in einigen Fällen diese Werthe mit steigender Temperatur sehr langsam abnehmen, vermuthlich, weil in diesen die Gröfse J eine Linearfunction der Temperatur ist. Ich mufs jedoch bemerken, dafs die erwähnte Abnahme erstens aufserordentlich klein ist, und zweitens, dafs sie nicht gleichförmig vorkommt. Ich halte mich daher für vollkommen berechtigt, J als constant für jede Substanz auzusehen. Beim Schwefelkohlenstoff habe ich ihren Werth für 48° C. berechnet, welches der Siedepunkt dieser Flüssigkeit ist. Ich mufs auch bemerken, dafs bei dieser Flüssigkeit die Abnahme von J mit der Temperatur zwar ganz gleichförmig ist, die gesammte Abnahme für 48° aber nur 0,82 Proc. des Werthes bei 0° beträgt. Ueberdiefs mufs ich hervorheben, dafs die Dichtigkeit des Schwefelkohlenstoffs für eine so grofse Temperaturstrecke schwerlich durch eine Linearfunction ausgedrückt werden kann. Dieselbe Bemerkung gilt natürlich auch für die anderen untersuchten Flüssigkeiten, obwohl in geringerem Grade. Was die Bestimmung von J durch Beobachtung betrifft, so mufs ich hier bemerken, dafs, obwohl die Interferenzstreifen zwischen zwei Spectrallinien direct gezählt werden können, so dafs das Spectroskop allein ausreichend ist, es doch besser seyn wird, die beiden Indices wo möglich direct zu messen und dann J mit Hülfe einer beobachteten Dichtigkeit zu berechnen. Man wird sehen, dafs r für jede Substanz eine Linearfunction der Temperatur ist.

Zu laboratorischen Zwecken wird, hoffe ich, die Interferenzconstante wie die Dichtigkeit, der Siedepunkt, das specifische Volum usw. als ein Mittel zur Erkennung der Reinheit einer gegebenen Verbindung dienen. Ich werde

mich bemühen zu zeigen, dafs sie auch in der quantitativen Analyse Anwendung finden kann.

Die vorhin gegebenen Werthe von J reichen hin, zu beweisen, dafs die Interferenzconstante einer Mischung gleich ist der Summa der Interferenzconstanten der Bestandtheile. Ist P das Gewicht einer Mischung, p_1 und p_2 die relativen Gewichte der Bestandtheile, J die Constante der Mischung, J_1 und J_2 die Constanten der Bestandtheile, so haben wir

$$PJ = p_1 J_1 + p_2 J_2.$$

Taf. III enthält die Werthe von PJ, direct erhalten aus den beobachteten Werthen von P und J, und auch berechnet durch Addition der Werthe von $p_1 J_1$ und $p_2 J_2$ für alle in den Tafeln I und II aufgeführten Mischungen.

Tafel III.

Wasser	$ZnCl_2$	PJ	$p_1 J_1 + p_2 J_2$	Diff.	In Procenten Ber.	Beob.	Ber.	Beob.
1,0000	3,9970	1201,0	1201,8	+0,06	19,95	19,72	80,05	80,28
1,0000	1,9996	746,1	744,0	−0,27	33,32	34.55	66,68	65,45
1,0000	0,9998	516,4	515,1	−0,27	50,01	51,13	49,99	48,87
Wasser.	**Glycerin *a*.**				**Wasser.**		**Glycerin.**	
1,0000	3,7000	1452,3	1451,3	−0,07	21,28	20,56	78,72	79,44
1,0000	1,0000	600,8	601,1	+0,05	50.00	50.52	50.00	49,48
1,0000	0,5000	442,8	443,7	+0,20	66,67	68,64	33,33	31,36
Alkohol.	**Glycerin *b*.**				**Alkohol.**		**Glycerin.**	
1,0000	4,0000	1663,5	1661,1	−0,15	20,00	20,67	30,00	79,33
1,0000	2,0000	1025,7	1025,3	−0,04	33,33	33,52	66,67	66,48
1,0000	0,9980	706,7	706,7	0,00	49,95	50,00	50,05	50,00
1,0000	0,4997	547,5	548,4	+0,16	66.68	65,36	33,32	34,64
Alkohol.	**CS_2.**				**Alkohol.**		**Schwefelkohlenstoff.**	
1,0000	3,95500	2319,9	2346,4	+1,14	20,18	25,26	79,82	74,74
1,0000	2,12836	1419,3	1442,6	+1,64	31,65	39,03	68,35	66,97
1,0000	1,03111	883,5	899,7	+1,83	49,24	43.21	50,76	56,79

Columne 5 giebt die Differenzen zwischen den Werthen von PJ und $(p_1 J_1 + p_2 J_2)$ in Procenten von PJ. Columne 6, 7, 8 und 9 geben in Procenten die Bestandtheile jeder Mischung, hergeleitet aus den von Wüllner genommenen und in Taf. II angegebenen Verhältnissen, und die Procentgehalte berechnet mittelst der Formel

$$100\, J = a J_1 + (100 - a) J_2.$$

Bei der Untersuchung der Taf. III wird ersichtlich, dafs bei Mischungen von Wasser und Chlorzink, von Wasser und Glycerin, und von Alkohol und Glycerin, die Unterschiede zwischen den Werthen von PJ und $(p_1 J_1 + p_2 J_2)$ in keinem Fall 0,27 Proc. übersteigen und dafs die Zeichen ziemlich eben so oft positiv als negativ sind. Der Vergleich der beobachteten mit den berechneten Procentgehalten ist weniger befriedigend, doch noch hinreichend, dafs die Methode nützlich ist bei Analysen von Mischungen aus Flüssigkeiten, bei welchen äufserste Genauigkeit nicht erforderlich ist und für welche rein chemische Methoden fehlen.

Allein bei Mischungen von Alkohol und Schwefelkohlenstoff verhält es sich anders. Die Unterschiede zwischen den Werthen von PJ und $(p_1 J_1 + p_2 J_2)$ steigen im Minimo auf 1,14 und im Maximo auf 1,83 Proc. Ich halte es wenigstens für wahrscheinlich, dafs die Vermischuug des Alkohols mit dem Schwefelkohlenstoff begleitet ist von einer chemischen Action, aus welcher die Bildung neuer Verbindungen hervorgeht. Wüllner fand, dafs diese Mischungen, nach dem sie in gut verstöpselten Flaschen über Nacht gestanden hatten, wesentlich andere Refractionsindexe gaben als im frischen Zustande; die Unterschiede waren zu grofs, um durch einen Verlust von Schwefelkohlenstoff erklärt werden zu können. Es ist schwierig diese Thatsache anders als durch die Annahme zu erklären, dafs so wie die Flüssigkeiten vermischt sind eine chemische Veränderung beginnt, obwohl eine solche noch nicht von den Chemikern beobachtet worden ist.

Jedenfalls glaube ich machen meine Resultate es wahr-

scheinlich, daſs die auf sie gegründete Methode der Analyse eine nützliche Anwendung finden werde. Eine gröſsere und mehr abgeänderte Reihe von Beobachtungen der Indices und Dichtigkeiten verschiedener Flüssigkeiten und Mischungen derselben in veränderlichen Verhältnissen ist äuſserst wünschenswerth. Für Salzlösungen besitzen wir Messungen von Sauber, Hoffmann und Anderen, aber unglücklicherweise sind die Indices und Dichtigkeiten, mit sehr wenigen Ausnahmen, nicht die die bei denselben Temperaturen angestellt worden. In dem besonderen Fall von Zuckerlösungen hat Obermayer [1]) folgende Werthe für die Refractionsindices und Dichtigkeiten bei 22°,26 C. gegeben:

Linie	10 Proc. Lös.	20 Proc. Lös.	30 Proc. Lös.
C	1,34568	1,36085	1,37800
G	1,35541	1,37167	1,38923
Dichtigkeiten	1,03812	1,08034	1,12639
J	287,4	288,2	289,7
J'	295,4	296,2	300,0.

In dieser Tafel giebt J die Interferenzconstanten für die drei Lösungen und J' die Constanten für den flüssigen Zucker in jeder, deren Mittelwerth 297,2. Da die Interferenzconstante für Wasser 286,2 ist, so ersieht man leicht, daſs man von der Anwendung der Interferenzconstanten als Mittel zur Bestimmung des Zuckergehalts einer Lösung nichts zu hoffen hat, da es klar ist, daſs der Genauigkeitsgrad, der durch die oben gegebene Methode zu erreichen ist, im Allgemeinen proportional ist dem Unterschiede zwischen den Interferenzconstanten der Bestandtheile der gegebenen Mischung. In ihrer Anwendung auf quantitative Bestimmungen ist die neue optische Methode analog dem wohlbekannten Proceſs der indirecten Analyse, deren Erfolg auch abhängt von dem Unterschied zwischen den Atomgewichten der gesuchten Körper. Landolt hat gezeigt, daſs die Function $\frac{n-1}{d}$ so nahe constant ist für

1) Wiener Akad. Berichte, Bd. 61 (2. Abthl.) S. 797.

einen gegebenen Strahl und eine gegebene Substanz, daſs man für chemische Zwecke keinen sehr erheblichen Fehler begeht, wenn man sie als absolut constant betrachtet. Er hat ferner gezeigt, daſs man bei einer Mischung von zwei Substanzen sehr nahe hat

$$\frac{N-1}{D} P = \frac{n_1-1}{d_1} p_1 + \frac{n_2-1}{d_2} p_2 .$$

Dieser Ausdruck kann für die Analyse von Mischungen angewandt werden, und führt, wie Landolt hinreichend gezeigt hat, in vielen Fällen zu werthvollen Resultaten. Ich bin geneigt zu glauben, daſs die vorhin von mir vorgeschlagene Methode uns befähigt, einen noch gröſseren Grad von Genauigkeit zu erreichen, sobald die Werthe der Interferenzconstanten mit der erforderlichen Schärfe bestimmt worden sind.

Die werthvollen Data Wüllner's sind nicht die einzigen, welche ich discutirt habe. Landolt[1]) und Haagen haben ebenfalls eine Reihe von Messungen der Dichtigkeiten und Brechindices einer Anzahl von Flüssigkeiten gegeben. Ihre Resultate sind in Taf. IV enthalten. Der Bequemlichkeit halber habe ich sie in sechs Gruppen zerfällt, von denen die letzte die Data Haagen's enthält[2]).

1) Pogg. Ann. Bd. 122, S. 515.
2) Pogg. Ann. Bd. 131, S. 117.

Tafel IV.

Name	Formel	Dichte bei 20° C.	N_α	N_γ	ι	J	MJ
Wasser	H_2O	0,9984	1,33111	1,34038	285,7	286,2	51,5
Ameisensäure	CH_2O_2	1,2211	1,36927	1,38041	320,4	262,3	120,6
Essigsäure	$C_2H_4O_2$	1,0514	1,36985	1,38017	319,0	303,4	182,0
Propionsäure	$C_3H_6O_2$	0,9963	1,38460	1,39513	331,3	332,5	246,0
Buttersäure	$C_4H_8O_2$	0,9610	1,39554	1,40649	341,9	354,7	312,1
Valeriansäure	$C_5H_{10}O_2$	0,9313	1,40220	1,41349	347,0	372,6	380,0
Capronsäure	$C_6H_{12}O_2$	0,9252	1,40164	1,42323	355,2	383,9	445,3
Oenanthsäure	$C_7H_{14}O_2$	0,9175	1,41923	1,43106	361,9	394,4	512,7
Methyl-Alkohol	CH_4O	0,7964	1,32789	1,33621	280,9	352,7	112,9
Aethyl-Alkohol	C_2H_6O	0,8011	1,36054	1,36997	309,5	386,3	177,7
Propyl-Alkohol	C_3H_8O	0,8042	1,37938	1,38932	325,7	404,9	242,9
Butyl-Alkohol	$C_4H_{10}O$	0,8074	1,39395	1,40447	338,7	419,4	310,3
Amyl-Alkohol	$C_5H_{12}O$	0,8135	1,40573	1,41689	349,6	429,7	378,1
Essigsaures Methyl	$C_3H_6O_2$	0,9053	1,35915	1,36893	309,2	341,5	252,0
Ameisensaures Aethyl	$C_3H_6O_2$	0,9078	1,35800	1,36782	308,4	339,7	251,4
Essigsaures Aethyl	$C_4H_8O_2$	0,9021	1,37068	1,38067	318,9	353,5	311,1
Buttersaures Methyl	$C_5H_{10}O_2$	0.8976	1,38693	1,39742	333,2	371,2	378,6
Valeriansaures Methyl	$C_6H_{12}O_2$	0,8809	1,39272	1,40370	338,8	384,6	446,2
Buttersaures Aethyl	$C_6H_{12}O_2$	0,8906	1,39404	1,40460	338,9	384,8	446,4
Ameisensaures Amyl	$C_6H_{12}C_2$	0,8816	1,39592	1,40689	341,3	387,1	449,0
Valeriansaures Aethyl	$C_7H_{14}O_2$	0,8674	1,39500	1,40583	322,7	372,0	483,5
Essigsaures Amyl	$C_7H_{14}O_2$	0,8574	1,40168	1,41271	346,0	403,5	524,4
Valeriansaures Amyl	$C_{10}H_{20}O_2$	0,8581	1,40978	1,42124	353,5	411,9	708,4

Name	Formel	Dichte bei 20° C.	N_α	N_γ	ε	J	MJ
Aldehyd	$C_2 H_4 O$	0,7810	1,32975	1,33937	285,3	365,3	160,7
Valeral	$C_5 H_{10} O$	0,7995	1,38614	1,39729	333,9	417,4	359,0
Aceton	$C_3 H_6 O$	0,7931	1,35715	1,36780	309,6	390,3	226,4
Aethyl-Aether	$C_4 H_{10} O$	0,7166	1,35112	1,36071	301,7	421,0	311,5
Essigsäure-Anhydrit	$C_4 H_6 O_3$	1,0836	1,38832	1,39927	335,2	309,3	316,4
Aethylen-Alkohol	$C_2 H_6 O_2$	1,1092	1,42530	1,43662	365,5	329,5	204,3
Essigsaures Aethylen	$C_6 H_{10} O_4$	1,1583	1,41932	1,43120	362,0	312,5	456,2
Glycerin	$C_3 H_8 O^3$	1,2615	1,47063	1,48281	403,7	320,0	294,4
Milchsäure	$C_3 H_6 O_3$	1,2427	1,43915	1,45135	378,6	304,6	274,1
Phenol	$C_6 H_6 O$	1,0722	1,54447	1,57555	506,5	472,4	440,0
Bittermandel-Oel	$C_7 H_6 O$	1,0474	1,53914	1,57749	519,1	495,5	555,2
Salicylsäure:	$C_7 H_6 O_2$	1,1693	1,56467	1,62008	579,1	495,2	604,1
Methylsalicylsäure	$C_8 H_8 O_3$	1,1824	1,53019	1,56718	508,8	430,3	654,0
Benzoësaures Methyl	$C_8 H_8 O_2$	1,0882	1,51158	1,53989	473,8	435,4	592,1
Benzoësaures Aethyl	$C_9 H_{10} O_2$	1,0491	1,50104	1,52749	461,1	439,5	659,2
Vierfach-Chlorkohlenstoff	$C\ Cl_4$	1,5947	1,457890	1,472900	400,2	250,9	386,4
Chloroform	$C\ H\ Cl_3$	1,4930	1,444030	1,458210	387,1	259,2	309,7
Aethylenchlorür	$C_2 H_4 Cl_2$	1,2562	1,442010	1,455110	383,0	225,2	222,9
Brom-Aethyl	$C_2 H_5 Br$	1,4600	1,421320	1,436290	368,5	252,4	275,1
Brom-Amyl	$C_5 H_{11} Br$	1,2045	1,438560	1,452940	384,8	319,4	482,3
Aethylenbromür	$C_2 H_4 Br_2$	2,1827	1,533890	1,556580	478,7	219,3	412,3
Jodmethyl	$C\ H_3 J$	2,2636	1,524340	1,553870	486,9	215,0	305,3
Jodäthyl	$C_2 H_5 J$	1,9350	1,508120	1,534370	466,3	240,9	375,8
Jodamyl	$C_5 H_{11} J$	1,4734	1,487140	1,507080	434,9	295,1	584,3
Phosphorchlorür	$P\ Cl_3$	1,5774	1,508310	1,524490	443,1	280,9	386,2
Arsenchlorür	$As\ Cl_3$	2,1668	1,592000	1,624800	548,4	253,1	459,4
Zinnchlorid	$Sn\ Cl_4$	2,2328	1,507000	1,531800	462,0	206,9	537,9
Siliciumchlorid	$Si\ Cl_4$	1,4878	1,411900	1,424400	357,6	240,3	408,5
Chlornatrium	$Na\ Cl$	2,1543	1,540460	1,560560	477,8	221,8	129,8
Chlorkalium	$K\ Cl$	1,9950	1,487270	1,505720	431,6	216,3	161,1

In dieser Tafel giebt die siebente Columne die Werthe der Interferenzconstante J. Die achte ist erhalten durch Multiplication der Zahlen der sechsten Columne mit den Atomgewichten der entsprechenden Substanzen, dividirt durch 100, um Ziffern zu sparen. Das Product MJ giebt daher die Anzahl der Interferenzstreifen zwischen C und G für eine Dicke jeder Flüssigkeit, die dem Atomgewicht proportional ist.

Ich habe die Messungen von Landolt und Haagen angewandt, um die Frage zu beantworten, ob die Interferenzconstante einer festen chemischen Zusammensetzung die Summe der Interferenzconstanten ihrer Bestandtheile sey. Die Tafel V zeigt die Methoden und Resultate dieser Erörterung.

Tafel V.

Säuren	MJ	A_1	C	A_2	A^{2}_{0}
$C\,H_2O_2$	120,6		119,7	−0,9	−0,74
$C_2H_4O_2$	182,0	61,4	184,8	+2,8	+1,53
$C_3H_6O_2$	246,0	64,0	249,9	+3,9	+1,22
$C_4H_8O_2$	312,1	66,1	315,1	+3,0	+0,96
$C_5H_{10}O_2$	330,0	67,9	380,2	+0,2	+0,05
$C_6H_{12}O_2$	445,3	65,3	445,4	+0,1	+0,02
$C_7H_{14}O_2$	512,7	67,4	510,5	−2,2	−0,42
	Mittel	65,3		Mittel	0,70
Alkohole					
H_2O	51.4		50,9	−0,5	−0,97
C_1H_4O	112,9	61,5	116,2	+3,3	+2,92
C_2H_6O	177,7	64,8	181,2	+3,5	+1,97
C_3H_8O	242,9	65,2	246,3	+3,4	+1,40
$C_4H_{10}O$	310,3	67,4	311,5	+1,2	+0,38
$C_5H_{12}O$	378,1	67,8	376,6	−1,5	−0,39
	Mittel	65,3		Mittel	1,34
Aethere					
$C_3H_6O_2$	251,7		250,0	−1,7	−0,67
$C_4H_8O_2$	311,1	59,4	313,1	+2,0	+0,64
$C_5H_{10}O_2$	378,6	67,5	380,2	+1,6	+0,42
$C_6H_{12}O_2$	447,2	68,6	445,4	−1,8	−0,40
$C_{10}H_{20}O_2$	708,4	4 × 65,3	705,9	−2,5	−0,35
	Mittel	65,2		Mittel	0,50

Die zweite Columne dieser Tafel giebt das Interferenz-Aequivalent der Flüssigkeit, deren Formel in der ersten Columne enthalten ist. Columne Δ_1 giebt die Differenzen der Interferenz-Aequivalente für die constante chemische Differenz CH_2, da die Flüssigkeiten jeder Gruppe homolog sind. Man sieht sogleich, dafs Δ_1 nicht constant ist in irgend einer Gruppe, sondern wächst mit dem Atomgewicht der Flüssigkeit. Daraus folgt, dafs die Interferenz Aequivalente entweder von Kohlenstoff oder Wasserstoff oder von beiden veränderlich sind. Der letztere Fall ist der wahrscheinlichere. Das Mittel der Differenzen Δ_1 ist gleich für alle diese Gruppen. Aus dem Obigen ist leicht ersichtlich, dafs strenge genommen weder Kohlenstoff noch Wasserstoff ein constantes Interferenz-Aequivalent besitzen können. Da es indefs practikabel scheint, in diesem Fall wie in dem Fall der Refractions-Aequivalente wenigstens eine brauchbare Regel zur approximativen Berechnung des Interferenz-Aequivalents einer Verbindung aus den Aequivalenten ihrer Bestandtheile herzuleiten, so habe ich aus den Daten der Tafel V die Aequivalente von Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff berechnet und folgende Werthe erhalten.

Kohlenstoff	41,46
Wasserstoff	11,84
Sauerstoff	27,28.

Mit diesen Werthen berechnete ich die Zahlen der Columne *C* in Tafel V und die in der vierten Columne in Tafel VI.

Tafel VI.

Name	Formel	Gefund.	Berechn.	Δ_2	$\Delta\frac{0}{0}$
Aldehyd	C_2H_4O	160.7	157,6	− 3,1	−1,92
Valeral	$C_5H_{10}O$	359,0	353,0	− 6,0	−1,69
Aceton	C_3H_6O	226,4	222,7	− 3,7	−1,63
Aethyläther	$C_4H_{10}O$	311,5	311,5	0,0	0,00
Essigs. Anhydrid	$C_4H_6O_3$	316,4	318,7	+ 2,3	+0,72
Aethylenalkohol	$C_2H_6O_2$	204,3	208,5	+ 4,2	+2,05
Essigs. Aethylen	$C_6H_{10}O_2$	456,2	476,2	+20,0	+4,39
Glycerin	$C_3H_8O_3$	294,4	300,9	+ 5,5	+1,86
Milchsäure	$C_3H_6O_3$	274,1	277,3	+ 3,2	+1,17
				Mittel	1,58

In diesen Tafeln giebt Columne Δ_1 die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Werthen für jede Flüssigkeit und Columne Δ^0_0 giebt dieselben Differenzen in Procenten der beobachteten Werthe. Die Mittelwerthe dieser letzteren sind auch ohne Bezug auf das Zeichen gegeben. Mit Hülfe der Aequivalente von Kohlenstoff und Wasserstoff habe ich die in Tafel VIII gegebenen des Chlors, Broms und Jods bestimmt. Endlich gaben die Aequivalente von Kohlenstoff und Chlor die der übrigen Elemente in derselben Tafel. Die vierte, fünfte und sechste Columne in Tafel VII haben dieselbe Bedeutung wie die entsprechenden Columnen der Tafeln V und VI.

Tafel VII.

Name	Formel	Gefund.	Berechn.	Δ_1	Δ^0_0
Vierfach-Chlorkohlenstoff	$C\ Cl_4$	386,4	384,8	— 1,6	—0,41
Chloroform	$C\ H\ Cl_3$	309,7	310,8	+ 1,1	+0,35
Brom-Aethyl	$C_2\ H_5\ Br$	275,1	281,7	+ 6,6	+2,39
Brom-Amyl	$C_5\ H_{11}\ Br$	482,3	477,1	— 5,2	—1,08
Aethylenbromür	$C_2\ H_4\ Br_2$	412,3	409,5	— 2,8	—0,67
Jodmethyl	$C\ H_3\ J$	305,3	313,3	+ 8,0	+2,62
Jodäthyl	$C_2\ H_5\ J$	375,8	378,4	+ 2,6	+0,69
Jodamyl	$C_5\ H_{11}\ J$	584,3	573,8	—10,5	—1,79
Schwefelkohlenstoff	$C\ S_2$	375,7		Mittel	1,25
Phosphorchlorür	$P\ Cl_3$	386,2			
Arsenchlorür	$As\ Cl_3$	459,4			
Chlorzinn	$Sn\ Cl_2$	537,9			
Chlorsilicium	$Si\ Cl_4$	408,5			
Chlornatrium	$Na\ Cl$	129,8			
Chlorkalium	$K\ Cl$	161,1			

Tafel VIII.

Kohlenstoff	41,46	Phosphor	128,70
Wasserstoff	11,84	Arsen	201,90
Sauerstoff	27,28	Zinn	194,50
Chlor	85,85	Silicium	65,10
Brom	139,60	Kalium	75,29
Jod	236,30	Natrium	44,00
Schwefel	167,12		

Die in Tafeln V, VI und VII enthaltenen Resultate sind hinreichend zu zeigen, daſs die Interferenz-Aequiva-

lente der Verbindungen in vielen Fällen mit leidlicher Annäherung aus denen der Bestandtheile berechnet werden können. Die Annäherung ist jedoch viel geringer als bei Mischungen. Anderseits schlägt die Regel bei gewissen Verbindungen gänzlich fehl. So machen die sechs Flüssigkeiten der aromatischen Reihe, welche die fünfte Gruppe der Tafel IV bilden, sehr bemerkenswerthe Ausnahmen. In diesen Fällen können keine Werthe der Interferenz-Aequivalente von Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff gefunden werden, aus welchen sich die Molecular-Aequivalente berechnen liefsen. Hr. Gladstone hat ähnliche Ausnahmen bei den Refractions-Aequivalenten der Benzol-Reihe angetroffen [1]), und vermuthet, sie entsprängen wahrscheinlich daraus, dafs jedes Molecül, optisch, als eine Verbindung von Atomengruppen betrachtet werden könne, von denen jede einen specifisch optischen Charakter besäfse. Was die Interferenz-Aequivalente betrifft, so sind fernere Data nöthig, um dieser Erklärung beizutreten.

Landolt hat die Dichtigkeiten und Refractionsindices einer Anzahl von Mischungen bestimmt. Ich habe seine Resultate nicht von meinem Gesichtspunkt aus discutirt, weil seitdem der Fortschritt der organischen Chemie gezeigt hat, dafs viele der von Landolt untersuchten Substanzen, obwohl zum speciellen Zwecke seiner Untersuchung mit grofser Sorgfalt dargestellt, doch nicht absolut rein waren [2]). Ich glaube gezeigt zu haben, dafs die sogenannten Interferenzconstanten, bestimmt durch Messung zweier Refractions-Indices und einer einzigen Beobachtung der Dichtigkeit bei derselben Temperatur, einen reellen Werth als numerische Charakteristiken besitzen. Allein

1) *Journ. of the Chem. Soc.* (2), *Vol.* 8, *p.* 101.

2) Ich meine die von Linnemann eingeführten Vervollkommnungen des Trennens von Flüssigkeiten mit verschiedenen Siedepunkten, Vervollkommnungen, welche gezeigt haben, dafs bis zur Zeit jener Arbeit wir wirklich keine genaue Kenntnifs von den Siedpunkten vieler längst bekannter, aber nicht im Zustand völliger Reinheit dargestellter Flüssigkeiten hatten.

der Werth der neuen Constanten bei quantitativen Analysen kann nur gut geschätzt werden, wenn wir Bestimmungen der Indices und Dichtigkeiten für eine Reihe von Mischungen besitzen, für welche die Verhältnisse, Dichtigkeiten und Indices der Bestandtheile genau bekannt sind. Die Zeit ist auch da, wo ein viel gröfserer Grad von Genauigkeit in der Bestimmung der Refractions-Indices nothwendig ist. Selbst fünf Decimalen reichen für das gegenwärtige Bedürfnifs der Wissenschaft nicht aus. Sechs sind erreichbar mit Spectrometern, die eine Ablesung von zwei Secunden gewähren.

Leicht ersichtlich ist, dafs der numerische Werth einer Interferenzconstante zum Theil abhängt von dem Winkel-Abstand der Spectrallinien, zwischen welchen die Streifen gewählt worden sind. Die Linien *C* und *G* sind besonders gut zu Normalgränzen geeignet, da sie Wasserstofflinien sind, die sich mit einem Rühmkorff und einer Wasserstoffröhre immer leicht erlangen lassen. Die Interferential-Constante kann als ein Maafs der Dispersivkraft eines Körpers angesehen werden, und es ist leicht zu ersehen, dafs mit diesem Maafse auch die gesammte Dispersivkraft von *A* bis *H* die Summe der partiellen Dispersivkräfte von *A* bis *B*, von *B* bis *C*, ... von *G* bis *H* ist. Die Theorie und Construction achromatischer Linsen könnten auch auf dieses Maafs der Dispersivkraft gegründet werden, allein diefs würde wahrscheinlich keinen Vorzug vor der gewöhnlichen Methode haben.

II. Ueber eine Methode, Brechungs-Indices ohne den Gebrauch getheilter Instrumente zu messen.

Die Wichtigkeit einer genauen Bestimmung all der physikalischen Constanten, welche eine Substanz von fester chemischer Zusammensetzung charakterisiren, wird von Tag zu Tag einleuchtender. Die Untersuchung von Gladstone, Landolt und Anderen haben gezeigt, dafs die Refractionsindices einen besonderen Werth und viel Interesse besitzen. Da die zu deren Bestimmung erforderlichen

Instrumente kostspielig und oft dem arbeitenden Chemiker nicht zugänglich sind, so wird ohne Zweifel eine einfache und hinreichend genaue Methode zur Messung derselben mittelst des Spectroskops allein willkommen seyn.

Die Methode, welche ich vorschlage, ist eine der Vergleichung und mit Bequemlichkeit nur auf Flüssigkeiten anwendbar. Ein hohes und mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefülltes Prisma wird an dem Stativ des Spectroskops befestigt und so gedreht, bis ein gegebener Strahl — z. B. die Linie *D* — durch das Fernrohr bei der Lage des Ablenkungs-Minimum gesehen wird. Das Ocularstück des Fernrohrs muſs nahe an einander zwei parallele Spinnfäden in der Ebene des Diaphragmas haben. Wenn die Dispersion hinreichend groſs ist, um die Linie *D* in ihre beiden Bestandtheile zu zerlegen, kann man entweder einen dieser Bestandtheile den Abstand zwischen den beiden Spinnfäden halbiren lassen oder beide Bestandtheile in solche Lage bringen, daſs ihre Mittellinie den Abstand halbirt. Das Beobachtungs-Fernrohr wird dann wohl festgeklemmt. Das Prisma wird nun entfernt, von der Flüssigkeit entleert, gereinigt und sorgfältig getrocknet. Nun füllt man es mit einer Flüssigkeit von bekannten Brechungsindexen, deren mittlerer Index nach dem Urtheile des Beobachters nicht sehr von dem der zu untersuchenden Flüssigkeit abweicht. Das Prisma wird hierauf an dem Stativ des Spectroskops befestigt und so gedreht bis der Beobachter sich überzeugt hat, daſs die beiden Spectra, wenn sie gleichzeitig gesehen werden könnten, im Gesichtsfeld seyn würden, oder, was dasselbe ist, sie einander mehr oder weniger vollständig deckten. Sollte dieſs nicht der Fall seyn, so müſste eine andere Vergleichungs-Flüssigkeit gewählt werden, bis eine gefunden worden, welche die erforderlichen Bedingungen erfüllt. Ist dieſs nun genügend geschehen, so wird das Prisma gedreht bis, bei der Lage des Ablenkungs-Minimum, eine bekannte Linie des Spectrums den Abstand zwischen den beiden Spinnfäden genau halbirt. Der Refractions-Index der gegebe-

nen Flüssigkeiten für die Linie *D* ist dann derselbe als der der bekannten Linie im Spectrum der zum Vergleich genommenen Flüssigkeit; denn wir haben für jede der beiden Fälle

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(P + D)}{\sin \frac{1}{2} P}; \quad n' = \frac{\sin \frac{1}{2}(P + D')}{\sin \frac{1}{2} P}$$

und da *P* constant ist, und $D' = D$, so folgt dafs $n' = n$.

Durch diese Methode kann der Refractions-Index einer gegebenen Flüssigkeit für eine einzelne Linie, z. B. für *D* gefunden werden. Sie ist hinreichend für die optische Analyse in der Form, in welcher sie Landolt entwickelte. Es stellen sich indefs dieser Methode zwei Einwürfe entgegen. Zunächst die Nothwendigkeit, durchs Probiren eine Vergleichungs-Flüssigkeit zu finden, welche denselben mittleren Refractions-Index hat wie die Flüssigkeit, deren Index bestimmt werden soll. Ich gebe das Gewicht dieses Einwurfes zu; allein man mufs ihn nicht zu hoch anschlagen. Ganze Klassen von Flüssigkeiten kommen in ihren optischen Kennzeichen ziemlich nahe überein, z. B. die Oele von der $C_{10} H_{16}$ Reihe, die Aethere der fetten Säuren, Kohlenwasserstoffe und Salzlösungen. Der zweite Einwurf besteht darin, dafs es bei Flüssigkeiten von geringer Dispersivkraft nicht leicht ist, die Spectrallinien mit absoluter Sicherheit zu untercheiden. Diese Schwierigkeit ist jedoch leicht beseitigt, wenn man ein zweites Prisma anbringt, um ein langes Spectrum zu bilden, welches auf das Versuchs-Prisma fällt. Die endliche Dispersion ist dann die Summe der Dispersionen der beiden Prismen, und die Unterscheidung der Spectrallinien hat dann keine Schwierigkeit. Es ist natürlich nothwendig, dafs das Hülfsprisma dieselbe Lage habe in beiden Fällen. Zwei oder mehre Hülfsprismen entweder von Flintglas oder Schwefelkohlenstoff können mit grofsem Vortheil benutzt werden, doch wird für gewöhnlich eins hinreichend seyn. Sind die Refractions-Indices der Vergleichungsflüssigkeiten zum wenigsten für drei Linien bekannt, so

können die Werthe der Constanten *a*, *b* und *c* in Cauchy's Formel

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

bestimmt werden. Es erübrigt denn nur noch, den Refractions-Index derjenigen Linie zu berechnen, welche denselben Index hat als z. B. die Linie *D* der untersuchten Flüssigkeit. Diefs ist leicht gethan, wenn man mittelst Kirchhoff's Karte identificirt hat, so dafs ihre Wellenlänge bekannt worden ist. Es wird natürlich oft geschehen, dafs keine Linie der Vergleichungsflüssigkeit genau der für die untersuchte Flüssigkeit gewählten Linie *D* entspricht. In diesem Fall kann man, wenn keine grofse Genauigkeit erforderlich ist und Hülfsprismen gebraucht werden, statt dessen den Index der nächsten Linie anwenden oder ein Fadenmikrometer gebrauchen und interpoliren, um den Index einer coïncidirenden Linie zu erhalten durch Messung des Abstandes der relativen Linie *D* von einer oder mehren in dem Vergleichungsspectrum sichtbaren Linien. Das vom Prof. Rood erdachte Ocularstück-Mikrometer[1]) würde auch alle erforderliche Genauigkeit gewähren und überdiefs den Vorzug haben, dafs es viel wohlfeiler ist als ein Fadenmikrometer.

Die obige Methode befähigt uns, den Refractions-Index nur einer einzigen Linie zu bestimmen, wenn nicht das Prisma geleert, gereinigt, getrocknet und die Operation dann mit einer zweiten ausgewählten Linie wiederholt wird. Um diese Schwierigkeit zu vermeiden, habe ich die folgende Modification des Prismas mit vollem Erfolge angewandt. Das Prisma wird durch eine auf seiner brechenden Kante winkelrechte Scheidewand halbirt. Jedes so gebildete Prisma hat an seiner Basis eine durch einen Pfropfen verschliefsbare Oeffnung, durch welche eine Flüssigkeit ein- und ausgegossen werden kann. Wenn die beiden Glasplatten sorgfältig an den Messingrahmen angekittet sind, haben die beiden Prismen einen gleichen brechenden

1) *American Journ. Ser. III, Vol. VI, p.* **44.**

Winkel. Das eine derselben wird dann mit der Vergleichungs-Flüssigkeit gefüllt, das andere mit der Flüssigkeit, deren Indices bestimmt werden sollen. Das Doppelprisma wird nun an dem Stativ des Spectroskops befestigt und die Fläche des Prismas, welche die Vergleichungs-Flüssigkeit enthält, mit einem Metallstreifen bedeckt. Das Spectrum der zu untersuchenden Flüssigkeit wird nun mittelst des Beobachtungs-Fernrohrs gesehen. Man bringt nun irgend eine Linie, z. B. *C*, in die Lage des Ablenkungs-Minimums und ajustirt das Fernrohr bis diese Linie den Raum zwischen den Parallfäden in der Ebene des Diaphragmas des Ocularstücks halbirt. Das Fernrohr wird dann, ohne die Ajustirung zu stören, festgeklemmt wie zuvor. Wenn nun die eine Seite des Prismas, welche die zu untersuchende Flüssigkeit enthält, bedeckt wird mit dem von der anderen Seite des Prismas fortgenommenen Metallstreifen, so wird das Spectrum der Vergleichungs-Flüssigkeit sichtbar, und es läfst sich leicht bestimmen, welche Linie dieses Spectrums in ihrer Lage am nächsten entspreche der Linie *C* des anderen Spectrums. Durch abwechselndes Bedecken der Seiten der beiden Prismen mit dem Metallstreifen wird man für *D*, *E*, *E*, usw. volle oder nahe Coïncidenzen beobachten können und auf diese Weise Data für die Constanten in Cauchy's Dispersionsformel für die untersuchte Flüssigkeit in kurzer Zeit und mit grofser Leichtigkeit erhalten. Man mufs erwägen, dafs bei diesem Procefs die beiden Spectra nicht gleichzeitig gesehen werden können, da ihre Bilder durch das Beobachtungsfernrohr zu einem combinirt werden [1]).

Bei Anwendung der obigen Methoden habe ich Prismen mit Messingrähmen angewandt und die Glasplatten entweder mit gewöhnlichem Leim oder mit Marineleim aufgekittet, letzteren bei wäfsrigen Lösungen. Bei gut gearbei-

1) Hr. S. P. Sharples hat mich darauf aufmerksam gemacht, dafs wenn das Objectiv des Beobachtungs-Fernrohrs durch eine cylindrische Linse ersetzt wird, die beiden Spectra gleichzeitig im Gesichtsfeld sichtbar sind.

teten Rähmen wird es ohne Zweifel möglich seyn, die Platten an den Seiten der Prismen so durch Sprungfedern festzuhalten, daſs die Prismen vollkommen dicht sind; bei Prismen von deutscher Arbeit habe ich aber dieſs nicht finden können.

Der oben beschriebene Proceſs gestattet natürlich eine neue Anwendung des Spectroskops zur quantitativen chemischen Analyse, da alle von Landolt mit dem Spectrometer erlangten Resultate mit dem Spectroskop allein erhalten werden können; allein es ist kaum nöthig zu sagen, daſs ein gutes Spectrometer ein viel vorzüglicheres Instrument ist, weil es auch als Spectroskop gebraucht werden kann und weil die directen Methoden immer besser sind als die comparativen.

VII. *Ueber Anziehung und Abstoſsung durch Licht- und Wärmestrahlen;* *vom Dr. F. Neesen.*

Einige Versuche, welche W. Crookes[1]) im vergangenen Jahre angestellt, denen sich zu gleicher Zeit unternommene Untersuchungen von Bergner[2]) anreihen, beschäftigen sich mit eigenthümlichen Erscheinungen der Einwirkungen von Licht- und Wärmestrahlen. Diese Erscheinungen sollten den Glauben erwecken, man hätte in diesen Versuchen mit mechanischen Wirkungen der genannten Strahlen zu thun. Es interessirten die genannten Untersuchungen mich speciell noch besonders, weil ich vor etwa zwei Jahren auf ähnliche Erscheinungen geführt

1) *Proceedings of the Physical Society of London Part. I,* 1874.

2) Die Anziehung und Abstoſsung durch Wärme und Licht und die Abstoſsung durch Schall: von A. Bergner.

wurde. Die Wirkungen von Lichtstrahlen machten sich mir sehr unliebsam bemerkbar, weil durch sie die Stellung eines an einem Coconfaden befestigten Spiegels verändert wurde. Selbst in einer Entfernung von 1 bis 2 Meter von dem Spiegel drehten die von einer Kerze, welche zur Beleuchtung einer Scala benutzt wurde, kommenden Lichtstrahlen den Spiegel noch so stark, dafs die kleinen Torsionsschwingungen bedeutend gestört wurden. Dem Grunde dieses Einflusses der von der Kerze kommenden Strahlen spürte ich lange nach ohne zu einem bestimmten Resultat kommen zu können. Meine Versuche, in der mannigfaltigsten Art angestellt, schienen dafür zu sprechen, dafs man es bei den genannten Bewegnngen zu thun hat mit einer mechanischen Wirkung der Lichtstrahlen, mit den Folgen des Anprallens und Abprallens derselben an der Spiegelfläche. Bestärkt wurde diese Vermuthung theilweise durch Crookes Beobachtungen. Eine solche mechanische Wirkung wäre ja sehr erwünscht gewesen, da man auf ihr ein Messen der Intensität des Lichts in absolutem Maafs hätte bauen können.

Im Anfang dieses Jahres erschien eine Arbeit von Kundt und Warburg [1]), welche mich veranlafste die Untersuchung der räthselhaften Erscheinungen wieder aufzunehmen. In dieser Arbeit wurde unter Andern die Wärmeleitungsfähigkeit der Luft bei verschiedenen Drucken untersucht. Weshalb dieser Umstand mich zur Wiederaufnahme der Untersuchung trieb, wird sich später zeigen. Als Resultat der angestellten Beobachtungen glaube ich den Satz ziehen zu können, dafs die genannten Wirkungen von Wärme- und Lichtstrahlen nur hervorgerufen werden durch Luftströmungen, welche durch die Erwärmung der Luft in den einzelnen Theilen des Apparats entstehen, in welchem die Bewegungen stattfinden.

Für diese Erklärung spricht zuerst der Umstand, dafs die Bewegungen des an einem Coconfaden oder sonst leicht beweglich aufgehängten Körpers stets abnehmen, sobald die

1) Berliner Monatsberichte Märzheft 1875.

Luft, in welcher sich der Letztere befindet, verdünnt wird. Sodann werden diese Bewegungen gleichfalls kleiner, wenn adiathermane Körper die Lichtstrahlen auffangen, bevor dieselben den am Coconfaden befestigten Spiegel treffen. Die Punkte, welche bei dieser Bewegung der einfachen Erklärung durch Luftströmungen zunächst zu widersprechen scheinen, sind folgende: Hauptsächlich ist es die von Crookes beobachtetete Umkehr der Bewegung bei Erreichung eines gewissen geringen Luftdruckes. Eine kleine Hollundermarkkugel wurde bei Atmosphärendruck von einem warmen oder leuchtenden Körper angezogen, blieb unter Wirkung derselben warmen oder leuchtenden Körper in Ruhe bei etwa 12^{mm}; wurde bei einem noch geringerem Drucke abgestofsen. — Eine zweite Thatsache, die für eine mechanische Wirkung zu sprechen schien, war die aus meinen Versuchen sich ergebende, wonach, je nachdem die Richtung, in welcher die Lichtstrahlen auf den Spiegel oder ein anderes an den Coconfaden hängendes Gewichtchen fielen, variirt wurde, der Sinn der Drehung des Spiegels sich änderte, wenn auch das Licht selbst auf dieselbe Stelle des Spiegels fiel. Ich benutzte zu meinen Versuchen einen viereckigen Kasten von Eisenblech, in dessen oberen Deckel eine geeignete Vorrichtung zur Aufhängung des Coconfadens angebracht war. In dem unteren Theil einer Seitenfläche des Kastens war ein viereckiges Loch ausgeschnitten, das durch eine planparallele Glasplatte verschlossen wurde. Hinter dieser Platte befand sich der sich drehende leichte Spiegel oder das leichte Gewichtchen an einem Coconfaden befestigt. Meistens hatte ich als Letzteres genommen einen kleinen Streifen von steifem Papier oder von mit Papier überklebtem Holz. In der Mitte eines solchen Streifens unter dem Befestigungspunkt des Coconfadens war ein kleines Spiegelchen angebracht, damit die Drehung des Ganzen mittelst Fernrohrs und Scala beobachtet werden konnte. Ich werde der Kürze halber im Folgenden auch den am Caconfaden

aufgehängten Papierstreifen mit daran befestigtem Spiegel einfach „Spiegel“ nennen. Die Lichtstrahlen einer Petroleumlampe fielen nun in einigen Versuchen unconcentrirt auf den Spiegel, in den meisten wurden sie durch geeignete Linsen auf eine bestimmte Stelle concentrirt.

Auf dem Spiegel, dort, wo der Coconfaden an demselben befestigt ist, denke ich mir eine Normalebene errichtet, welche den Raum vor dem Spiegel in zwei Theile theilt, so daſs ich also von zwei Seiten des Raumes in Bezug auf den Spiegel unterscheiden kann. Wurde nun die Petroleumlampe auf die eine Seite des Spiegels gestellt, so war die Ablenkung des Letzteren gerade entgegengesetzt der, welche eintrat, wenn das Licht auf die andere Seite placirt wurde. Am deutlichsten und unzweifelhaftsten ist diese Erscheinung zu beobachten, wenn die Lichtstrahlen auf einen Punkt des Spiegels concentrirt werden.

Wie ich schon oben erwähnte, finden die Drehungen des Spiegels auch statt im luftverdünnten Raum und ebenso dann, wenn zwischen Licht und der Glasplatte vor dem Spiegel ein adiathermaner Körper eingeschaltet wird. In beiden Fällen nimmt die Intensität der Erscheinung indeſs stark ab. War eine Wassersäule von beträchtlicher Länge als adiathermaner Körper eingeschaltet, so wurden die Drehungen so gering, daſs die Torsionskraft eines Coconfadens zu groſs war, um sie zu Stande kommen zu lassen. Ich bediente mich dann eines Spinnenfadens, um den der Spiegel sich noch ziemlich weit drehte. Wurde an Stelle des sich drehenden Spiegels in den Versuchen mit eingeschalteten adiathermanen Körpern ein Thermoelement den Strahlen ausgesetzt, so konnte an einem sehr empfindlichen Galvanometer keine Spur eines Ausschlages wahrgenommen werden. In Folge dessen kann die genannte Bewegung unter Einfluſs von Licht- oder Wärmestrahlen, welche von der mitgeführten Wärme, wie ich gleich zeige, herrührt, benutzt werden zur Con-

struction eines Thermoskopes, das viel empfindlicher ist als ein Thermoelement.

Die von Crookes bemerkte Umkehr der Bewegung bei geringem Luftdruck beobachtete ich gleichfalls, doch unter den weiter zu erwähnenden Modificationen.

Wie schon erwähnt, glaube ich alle diese Erscheinungen erklären zu können aus den Luftströmungen, welche in Folge der Erwärmung der einzelnen Theile des Apparates durch die Wärmequelle oder die die Lichtstrahlen begleitenden Wärmestrahlen entstehen. Zunächst werde ich zum Beweise hiervon zeigen, dafs bei den beobachteten Erscheinungen in der That solche Luftströmungen von Einflufs sind; ferner dafs diese Luftströmungen nicht allein daher rühren, dafs sich die Luft etwa nur an der Glasplatte, durch welche das Licht hindurch mufs um zu dem Spiegel zu gelangen, oder nur an dem Letzteren erwärmt. Vielmehr erwärmen sich auch die Lufttheile zwischen Glasplatte und Spiegel beim Weiterleiten der Wärme und rufen deshalb auch durch ihre Erwärmung Luftströmungen hervor, welche den Spiegel zu drehen suchen.

Ich brachte auf dem Deckel des erwähnten viereckigen Eisenkastens eine Vorrichtung an, mittelst deren der Stift, an dem der Coconfaden befestigt war, hin- und hergeschoben werden konnte in senkrechter Richtung gegen die vordere verschliefsende Glasplatte, so dafs durch dieses Verschieben der Spiegel an dem unteren Ende des Coconfadens der Platte genähert oder anderseits von ihr entfernt wurde. Dadurch erhielt ich zwischen Spiegel und der vorderen Glasplatte eine Luftschicht von gröfserer oder kleinerer Ausdehnung. Es ist also, wenn die Bewegung herrührt von Luftströmungen theilweise in Folge der Erwärmung der Luft zwischen Spiegel und Glasplatte, zu erwarten, dafs die Bewegung geändert wird, je nachdem der Spiegel näher an der Glasplatte sich befindet oder weiter davon ab. In der That ergaben sich bei den verschiedenen Abständen des Spiegels von der Glasplatte auch folgende verschiedene Drehungen:

1) Der an dem Coconfaden befestigte Spiegel befand sich dicht an der hinteren Wand des Kastens, also möglichst weit von der vorderen Glasplatte.

Gröfse der Drehung in 3' = 21,5 Scalentheile.

2) Stellung des Spiegels in der Mitte zwischen vorderen Glasplatte und hinteren Wand.

Drehung des Spiegels in 3' = 59 Scalentheile.

3) Stellung des Spiegels etwas näher an die vordere Glasplatte.

Gröfse der Drehung in 3' = 48,9 Scalentheile.

4) Stellung des Spiegels ganz nahe an die Glasplatte heran.

Gröfse der Drehung in 3' = 12 Scalentheile.

Zahlreiche Controlmessungen haben stets dasselbe Resultat gegeben, wie das eben angeführte Beispiel. Aus den angeführten Zahlen ist ersichtlich, dafs die Luft zwischen Glasplatte und Spiegel einen sehr erheblichen Einflufs hat auf die Drehung des Letzteren. Wenn die Luft nicht durch Strömungen die Drehung bewirkte, wenn vielmehr die Drehungen des Spiegels unmittelbar durch die Wirkungen der Lichtstrahlen hervorgerufen würden, so wäre dieser Einflufs nicht zu erklären. Nehmen wir indessen als Ursache der Drehungen Luftströmungen, welche zum Theil durch die Erwärmung der Luft zwischen Glasplatte und Spiegel veranlafst werden, so ist der Einflufs der Dicke der Luftschicht, welche die Wärme fortleitet, eine nothwendige Folge dieser Annahme. Es ist klar, dafs im Allgemeinen die Intensität der Luftströmungen abnehmen mufs, wenn eine weniger dicke Luftschicht sich zwischen Spiegel und Glasplatte befindet. Scheinbar zu widersprechen scheint dieser Erklärung der Umstand, dafs die Gröfse der Drehung ebenfalls abnimmt, wenn der Spiegel der hinteren Wand genähert wird, wobei ja eine gröfsere Luftschicht eingeschaltet wird. Dieser Widerspruch läfst sich heben, sobald man bedenkt, dafs in diesem Falle eine geringe Menge Luft hinter dem Spiegel ist, so dafs die Luft, welche nach den erwärmten Luftstellen

strömt, hauptsächlich von den Seiten des Apparates herzueilt und defshalb den Spiegel nur mit geringerer Kraft in Bewegung setzt. — Ich bemerke noch zu dem Vorstehenden, dafs die Art und Weise, wie die Drehung des Spiegels vor sich ging in den Fällen, wo der Spiegel sich in verschiedenen Entfernungen von der vorderen Glasplatte befand, ganz verschieden war. Wenn der Spiegel ganz in der Nähe der Letzteren sich befand, so ging die Drehung unter Schwingungen vor sich; war der Spiegel in der Mitte zwischen den Wänden des Kastens, so hörten die Schwingungen entweder ganz auf oder wurden bedeutend kleiner.

Wenn sonach in der That Luftströmungen zu Stande kommen dadurch, dafs sich einmal die zwischen Spiegel und vorderen Glasplatte befindliche Luft, dann der Spiegel und die Glasplatte selbst erwärmen, so sind durch diese Strömungen die früher bemerkten Eigenthümlichkeiten der Drehung des Spiegels wohl zu erklären.

Zunächst liegt der Grund dafür, dafs der Spiegel in verschiedenen Richtungen sich bewegt, wenn das Licht von verschiedenen Seiten auffällt, darin, dafs bei den Versuchen nothwendiger Weise verschiedene Stellen der vorderen Glasplatte und verschiedene Theile der zwischen Glasplatte und Spiegel befindlichen Luftschicht erwärmt wurden, je nachdem die Lampe auf die eine oder andere Seite des Spiegels gestellt wurde. Defshalb gingen die Theile der Strömungen, welche von den beiden eben genannten Erwärmungen herrührten, in den Versuchen mit entgegengesetzten Drehungen nach verschiedenen Stellen und rufen daher auch verschiedene Drehungen hervor.

Die zweite von Crookes beobachtete Eigenthümlichkeit der Umkehr der Bewegung ist nun gleichfalls durch Luftströmungen zu erklären, wenn man die Resultate der oben erwähnten Arbeit von Kundt und Warburg über die Wärmeleitungsfähigkeit der Luft bei verschiedenen Drucken zu Rathe zieht. In diesem Aufsatz ist nachgewiesen, dafs die Leitungsfähigkeit der Luft für Wärme bei Ab-

nahme des Druckes aufserordentlich rasch abnimmt, bei geringen Drucken wohl bemerkt, so dafs bei einem möglichst guten Vacuum sie vollständig verschwindet und nur Wärmestrahlung übrig bleibt. So lange die Wärme nun noch fortgeleitet wird, erwärmen sich die die Wärme fortleitenden Lufttheile selbst — z. B. bei meinen Versuchen die Lufttheile zwischen Glasplatte und Spiegel. — Dagegen erfolgt eine solche Erwärmung nicht, wenn die Wärme nur mittelst Strahlung übergeht. Darauf basirt meine Erklärung für die Umkehrung der Drehung bei geringem Druck. Es müssen bei Atmosphärendruck, wo die Luft die Wärme fortleitet, die Luftströmungen nach dem Spiegel und der zwischen diesem und der äufseren Glasplatte befindlichen Luft stattfinden, während dieselben bei geringem Druck, wo die Wärmeleitung der Luft aufhört, nur nach dem Spiegel gerichtet sind. Bei diesen verschiedenen Strömungsrichtungen der Luft in den beiden angeführten Fällen wird eine Umkehr in der Bewegung des Spiegels, welche durch diese Strömungen hervorgerufen werden, zu erwarten seyn. Dafs die Umkehr in der That hierauf beruhte, dafür bringe ich noch folgenden experimentellen Beweis.

Die von einer Petroleumlampe kommenden Lichtstrahlen wurden durch Linsen auf eine Seite des am Coconfaden befestigten Papierstreifens, auf die linke Seite vom Beobachter aus concentrirt. Die Drehung des Spiegels verlief in folgender Weise:

Beobachtungszeit	Stand des Spiegels
0' Licht angezündet	506
1'	555
2'	567
2' 30"	573
3'	568
4'	560
5'	548
7'	507
8'	498

Bei einem zweiten Versuch blieb die Lampe auf derselben Seite stehen; die Lichtstrahlen wurden aber auf die rechte Seite des am Coconfaden befestigten Papierstreifens concentrirt — rechts wieder vom Beobachter aus gerechnet. Die Drehung des Spiegels verlief in folgender Weise:

Beobachtungszeit	Stand des Spiegels
0′ Licht angezündet	
1′	481
2′	486
3′	501
4′	511
5′	517
7′	531
8′	547

Beide Versuche wurden unter Atmosphärendruck angestellt.

Im ersten Beispiel haben wir also eine Umkehr der Bewegung während ein und desselben Versuchs. Im zweiten Beispiel dreht sich der Spiegel stets nach einer Seite. Die Erklärung dieser Verschiedenheit kann nur gesucht werden in den verschiedenen Bedingungen bei diesen Versuchen, also in der Erwärmung entgegengesetzter Stellen des Papierstreifens. Mit Hülfe der oben angegebenen Erklärungen für die verschiedenen Eigenthümlichkeiten bei den betrachteten Drehungen, läfst sich die dargestellte Wirkung der Veränderung der Stelle, wohin das Licht geworfen wird, wohl begreifen. Es erwärmt sich der Spiegel allmählich, wenn die mit Wärmestrahlen verbundenen Lichtstrahlen auf ihn fallen. Die angränzende Luft erwärmt sich defshalb auch, sie steigt auf und es entstehen so Luftströmungen nach der erwärmten Stelle hin. Die strömende Luft übt einen Stofs gegen den Spiegel aus und dreht ihn in Folge dessen. Sind die Strömungen nun in zwei verschiedenen Fällen, wie in dem gegebenen Beispiel, auf entgegengesetzte Seiten des Spiegels gerichtet, wirkt ihr Stofs an entgegengesetzten Hebelarmen, so müs-

sen auch in den beiden Fällen entgegengesetzte Drehungen hervorgerufen werden. In dem ersten der auf voriger und vorvoriger Seite gegebenen Beispielen wird der Spiegel unter Einfluſs der nach diesem hin gerichteten Luftströmungen gerade nach der entgegengesetzten Seite gedreht wie im zweiten. Nun haben wir auſser den eben erwähnten Strömungen noch die Luftströmungen nach der erwärmten Luft zwischen Spiegel und Glasplatte. Da die Lampe in beiden Beispielen dieselbe Stellung behielt und der Papierstreifen, auf dessen verschiedene Seiten die Lichtstrahlen concentrirt wurden, nur kurz war, so werden die direct erwärmten Lufttheile wesentlich dieselben seyn. Also werden die Luftströmungen nach diesen Theilen in beiden Versuchen dieselbe Richtung haben, mithin den Spiegel auch in demselben Sinne zu drehen suchen. In dem einen Versuch suchen diese Luftströmungen den Spiegel in demselben Sinne zu drehen wie die nach dem Spiegel gerichteten Strömungen; in dem anderen Falle dagegen in entgegengesetztem Sinne. Aus diesem Grunde erfolgt die Umkehr der Bewegungsrichtung in dem ersten der beiden zuletzt wiedergegebenen Versuche, während sie beim zweiten fehlt. In jenem sehen wir beide Bewegungen nacheinander, sowohl die, welche von der directen Erwärmung der die Wärme fortleitenden Lufttheile herrührt, als auch die von der Erwärmung des Spiegels kommende. Ehe der Letztere sich erwärmt, wird eine gewisse Zeit gebraucht, deſshalb überwiegen zuerst die Strömungen nach den erwärmten Luftstellen; später werden diese geringer, weil alle Luft im Kasten sich allmählich erwärmt. Geichzeitig wird der Spiegel mit der Zeit wärmer, wie die umgebende Luft. Die Strömungen nach ihm erhalten somit nach und nach das Uebergewicht über die Strömungen nach den erwärmten Luftstellen; und daher die Umkehr der Bewegungsrichtung. In dem zweiten Versuch, wo beide Strömungen dieselbe Wirkung haben, kann natürlich keine Umkehr stattfinden.

Es wird das Vorstehende vielleicht noch deutlicher in's

Auge springen, wenn ich die Vorgänge bei diesen Bewegungen wenigstens angenähert durch Aufzeichnung der stattfindenden Luftströme zu versinnlichen suche. In den beistehenden Figuren 1, 2 und 3 bedeuten *a* die Wände des Eisenkastens, *b* die vordere Glasplatte und *c* den Spiegel, α ist der Aufhängungspunkt des Spiegels. Die Pfeile zeigen an die Richtung des nach der erwärmten Luft gehenden Luftstromes.

Fig. 1.

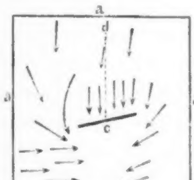


Fig. 2.

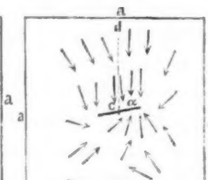
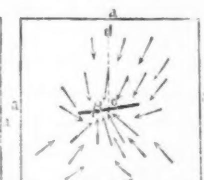


Fig. 3.



Figur 1 stellt den extremen Fall dar, in welchem die Luftrömungen nur nach der Luft zwischen Spiegel und Glasplatte hingerichtet sind. Die vor dem Spiegel befindliche Luft hat keinen bewegenden Einfluſs auf den Spiegel. Dagegen wird die hinter dem Spiegel befindliche Luft in dem Bestreben, die Stelle der erwärmten, in die Höhe steigenden Luft vor dem Spiegel einzunehmen, an den Spiegel stoſsen, ihn nach vorwärts bewegen, so daſs unter Einfluſs dieser Stöſse der Letztere scheinbar von der Lichtquelle angezogen wird. Die dabei stattfindende Drehung des Spiegels ist bei der Art, wie ich die Versuche anstellte, wie man leicht sieht, abhängig von der Stellung des Spiegels gegen die vordere Glasplatte und die Lichtquelle.

Die Figuren 2 und 3 stellen den zweiten extremen Fall dar, bei welchem die Strömungen der Luft nur nach bestimmten Stellen des Spiegels gerichtet sind. Die Strömungsrichtung der Luft hinter dem Spiegel wird nicht viel anders seyn wie in dem vorigen Fall. Dagegen strömt die Luft vor dem Spiegel jetzt nach bestimmten Stellen

des Spiegels hin, nach α in Fig. 2, wenn auf α die Lichtstrahlen concentrirt werden, nach β in Figur 3, wenn die Lichtstrahlen in β concentrirt wurden. Die Luft sucht durch ihre Stöfse den Spiegel in bestimmter Weise zu drehen und zwar in dem in Figur 2 dargestellten Fall offenbar in entgegengesetztem Sinne wie in dem der Fig. 3 entsprechenden Fall. Der Sinn der Drehung stimmt also, wie ich früher angab, in dem einen Fall mit dem Sinne der Drehung in dem der Fig. 1 entsprechenden Fall, in dem andern ist die Drehung des Letzteren entgegengesetzt.

Findet man so in der Annahme, dafs die Bewegungen des Spiegels herrühren von Luftsrömungen, eine genügende Erklärung für die letzt geschilderten Versuche, so wird man umgekehrt in einer Möglichkeit dieser Erklärung eine Stütze für diese Annahme finden. Dafs die Art, wie ich den Crookes'schen Versuch erklärte, an den gegebenen letzten Versuchen und den Erklärungen dazu einen starken Anhalt hat, liegt auf der Hand. Dazu kommt noch, dafs die Erscheinungen in den Fällen, wo allmählig ausgepumpt wurde, vollständig mit den gegebenen Erklärungen stimmen. Je verdünnter die Luft in dem Kasten war, desto kleiner wurde die erste Bewegung nach Seite der gröfseren Zahlen, bis zuletzt Letztere verschwand und nur die Bewegung nach Seite der kleineren Zahlen stattfand.

Schliefslich hebe ich noch hervor, dafs die Bewegungen des Spiegels namentlich bei Atmosphärendruck sehr davon abhängen, wie der Spiegel gestellt ist zu den einfallenden Lichtstrahlen. Das stimmt ebenfalls mit der Erklärung durch Luftströmungen, weil die Erwärmung des Spiegels eine andere ist, je nach dem Winkel unter welchem die Lichtstrahlen auffallen, und dann, weil die Stellung des Spiegels gegen die strömende Luft dabei eine andere wird.

Während ich die vorstehende Arbeit niederschreibe, kommt die neueste Arbeit von Crookes über Anziehung und Abstofsung durch Lichtstrahlen [1]) zu meiner Kenntnifs.

1) *Proceedings of the Royal Society Vol. XXIII, No.* 161.

Dieselbe enthält keine neue Versuche, welche nicht durch Luftströmungen der oben beschriebenen Art erklärt werden könnten. Die Abhängigkeit des sogenannten neutralen Punktes, — wie Crookes den Druck des den Spiegel umgebenden Gases nennt, bei welchem die Bewegungsrichtung des Spiegels sich umkehrt, — von der Natur der am Cocon- oder Glasfaden befestigten Körper, auf welche die Lichtstrahlen fallen, ist eine Folge davon, dafs diese Körper sich verschieden rasch erwärmen. Daher überwiegt die Intensität der nach ihnen gerichteten Luftströme die Intensität der nach der zwischenliegenden Luft gerichteten Ströme bald früher bald später.

Die früher erwähnte Idee, diese Bewegungen zu benutzen zur Construction eines Thermoskopes, hat, wie ich aus der erwähnten Arbeit sehe, Crookes schon verwandt zu seinem dort beschriebenen Radiometer.

Berlin, 20. Juli 1875.

VIII. *Ueber den Gebrauch des Elektrometers zur Bestimmung der Stromesintensität, der Polarisation und des Widerstandes;* *von Fr. Fuchs.*

Mittels eines genügend empfindlichen Elektrometers kann der Potentialunterschied zweier Punkte einer offenen oder geschlossenen Kette ohne Hülfe condensirender Vorrichtungen gemessen werden. Es versteht sich demnach ganz von selbst, dass man die Stromesintensität, die Polarisation, die Widerstände und überhaupt alles was sich aus Beziehungen der Spannungsunterschiede herleiten läfst, auf elektrometrischem Wege zu ermitteln vermag. Die Methodik derartiger Bestimmungen ist indessen noch wenig oder gar nicht ausgebildet worden; ich darf demnach hoffen,

dafs der folgende kleine Beitrag nicht ganz ohne Nutzen seyn wird.

Zur Messung der Potentialunterschiede diente das von Prof. Hankel nach dem Princip des Fechner-Bohnenberger'schen Instrumentes construirte Goldblattelektrometer. Die Platten desselben sind mit den Polen einer in der Mitte zur Erde abgeleiteten, aus Zink, Kupfer und Wasser gebildeten Säule von 100 oder 200 Elementen verbunden. Die Ausschläge des Goldblattes werden an dem Ocularmikrometer eines Mikroskops bei etwa 70- oder 125facher Vergröfserung abgelesen. Die verschiedenen Theile der angewendeten Commutatoren sind nach Hankel's Angabe durch Schellack oder Siegellack isolirt. Zur Herstellung der nöthigen Verbindungen werden ausschliefslich Kupferdrähte benutzt.

Bei der gewöhnlichen Versuchsanordnung wird das zu untersuchende Object zwischen zwei in der Folge Ableiter genannte Drähte a, a' eingeschaltet, deren freie Enden durch einen Commutator mit einer Erdleitung t und einer zum Goldblatt führenden Leitung g derartig vereinigt werden, dafs in der ersten Lage a mit g, a' mit t, in der zweiten a mit t, a' mit g in Verbindung steht. Der Ausschlag — so werde kurzweg die bei der Umlegung des Commutators entstehende Ablenkung genannt — ist alsdann das Maafs des Potentialunterschiedes zwischen den Ableitern. Werden demnach nacheinander zwei offene Elemente zwischen die letzteren gebracht, so verhalten sich die Ausschläge wie die elektromotorischen Kräfte. Die Proportionalität zwischen Ausschlag und Spannungsunterschied ist dadurch verbürgt, dafs die Ablenkung durch zwei hintereinander verbundene Elemente der Summe der durch die einzelnen Elemente hervorgerufenen Ablenkungen gleich ist. So ergaben sich beispielsweise die Zahlen: erster Daniell: 15,9; 15,8; zweiter Daniell: 16,4; 16,4; erster und zweiter Daniell hintereinander: 32,0; 32,0.

Sind in der Folge mehrere Potentialdifferenzen nacheinander zu bestimmen, so wird die Vertauschung der

mit den Ableitern zu verbindenden Punkte durch einen Commutator mit herausgenommenem Kreuze bewerkstelligt, so dafs sich die zusammengehörigem Werthe der Spannungsunterschiede in wenigen Secunden ermitteln lassen.

1. *Stromesintensität.* Stehen die Ableiter mit den Enden eines in einem Stromkreise befindlichen metallischen Leiters in Contact, so sind die Ausschläge dem Gefälle und somit auch der Intensität des Stromes proportional. Ein Vorzug der elektrometrischen Methode ist es, dafs sie es erlaubt, die Stromstärke ohne Weiteres in chemischem Maafse anzugeben. Es sey nämlich d der Ausschlag durch den Potentialunterschied eines offenen Daniell'schen Elementes; es sey ferner s der Ausschlag durch den Spannungsunterschied eines in einer geschlossenen Kette befindlichen, metallischen Widerstandes von n Siem. Einheiten. Unter Berücksichtigung, dafs nach einer Bestimmung von Buff ein Strom, welcher in einer Kette von der elektromotorischen Kraft eines Daniell und dem Widerstande einer Siemen'schen Einheit circulirt, in der Secunde 0,0117 Milligramm Wasserstoff freimacht, ergiebt sich alsdann die Stromstärke i aus der Formel

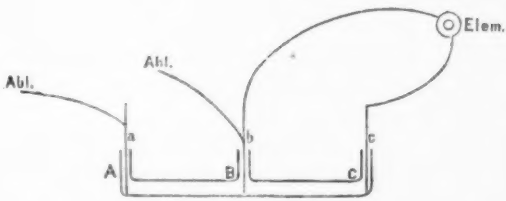
$$i = \frac{s \,.\, 0{,}0117}{d \,.\, n}$$

wobei also demjenigen Strome die Einheit der Intensität beigelegt wird, welcher in einer Secunde ein Milligr. H entbindet oder 9 Milligr. Wasser zerlegt. In den später anzuführenden Zahlenbeispielen sind die so gewonnenen Werthe noch mit 100000 multiplicirt. Die Zahlen geben alsdann die in 100000 Secunden freiwerdende Wasserstoffmenge in Milligr. an.

2. *Polarisation.* Prof. Tait hat in einer Anzahl von Versuchen mittels des Quadrantenelektrometers die Gesammtpolarisation zweier in einem Elektrolyten befindlichen Metallelektroden unmittelbar nach der Oeffnung des Stromkreises bestimmt. Man kann auf elektrometrischem Wege jedoch auch die Polarisation einer einzelnen Elektrode und

zwar — was immer vorzuziehen — bei geschlossener Kette ermitteln.

In den Schenkeln A, B, C einer mit dem Elektrolyten gefüllten Glasröhre stehen, bis zum Grunde derselben ragend, die drei Elektroden a, b, c; a ist die indifferente, b und c sind die den Strom zu- und abführenden Elektroden; a und b werden mit den Ableitern verbunden.



Wenn a und b gleichartige Platinelektroden sind, so entsteht vor der Herstellung des Stromkreises kein Ausschlag, da die Spannungsdifferenzen Cu|Pt + Pt|Elektrolyt + Elektrolyt|Pt + Pt|Cu sich gegenseitig aufheben. Sofort nach Schliefsung der Kette jedoch zeigt eine gewöhnlich sehr grofse Ablenkung die bei b entstandene Polarisation an. Da die indifferente Elektrode hier nicht zwischen der Anode und der Kathode, sondern seitwärts von einem ohne erheblichen Fehler als linear zu betrachtenden Stromesfaden steht, so kann der Ausschlag ohne Weiteres als das Maafs der an der Elektrode b entstandenen Polarisation angesehen werden. Sind demnach g und d die Ablenkungen durch die Polarisation und einen offenen Daniell, so ist die Gröfse der ersteren gleich $\frac{g}{d}$ Daniell.

Uebrigens wird es im Allgemeinen zweckmäfsiger seyn als indifferente eine unpolarisirbare Elektrode zu benutzen, welche eventuell in indirecter Weise unter Anwendung poröser Diaphragmen usw. mit dem Schenkel A in Verbindung gesetzt werden kann. Bei dieser Anordnung besteht alsdann von Hause aus zwischen den Elektroden a

und *b* eine Spannungsdifferenz, welche von der nach dem Kettenschlusse vorhandenen abzuziehen resp. zu derselben zu addiren ist.

Als Beispiel führe ich einen Versuch an, bei welchem die Röhre mit einer bei 16° Reaum. gesättigten Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd gefüllt war. Die im Schenkel *A* befindliche, indifferente Elektrode *a* sowie die Kathode *c* waren von Kupfer; die zu polarisirende, als Anode dienende Elektrode *b* war von Platin. Es wurde nun bestimmt:

1) der Ausschlag durch die Spannungsdifferenz der mit *a* und *b* verbundenen Ableiter vor dem Kettenschlusse (*e*) und
2) während der Durchströmung der Strecke *bc*, etwa 10 Minuten nach Herstellung des Kreises (*g*);
3) der Ausschlag durch den Spannungsunterschied eines im Stromkreise befindlichen Widerstandsetalons von 1000 Siemens'schen Einheiten (*s*);
4) der Ausschlag durch die Potentialdifferenz eines offenen Daniell'schen Elementes (*d*). Der Berechnung der Polarisation und der Stromstärke wird das Mittel aus den Werthen von *d* beim Anfange und dem Ende des Versuches zu Grunde gelegt.

Aus diesen Daten ergiebt sich

1) die ursprüngliche Potentialdifferenz α der Ableiter (Cu | Kupferlösung + Kupferlösung | Pt + Pt | Cu)

$$\alpha = \frac{e}{d} \text{ Daniell;}$$

2) die Polarisation *p* der Elektrode *b*

$$p = \frac{g}{d} - \alpha;$$

3) die Stromesintensität *i*

$$i = \frac{0{,}0117 \,.\, s}{1000 \,.\, d} \,.\, 100000.$$

$d = 16,1;\ 16,2.$

Zahl der Elemente	Ausschläge	Werthe von α, p und i
0	$e = 3,0$	$\alpha = 0,19$
6	$g = 24,6$ $s = 35,5$ $g = 24,3$ $s = 35,6$	$p = 1,31$ $i = 2,56$
5	$g = 24,7$ $s = 28,0$ $g = 24,2$ $s = 28,0$	$p = 1,31$ $i = 2,02$
4	$g = 24,2$ $s = 20,5$ $g = 24,0$ $s = 20,2$	$p = 1,29$ $i = 1,46$
3	$g = 23,3$ $s = 12,4$ $g = 23,5$ $s = 12,5$	$p = 1,25$ $i = 0,90$
2	$g = 22,8$ $s = 4,4$ $g = 22,4$ $s = 4,4$	$p = 1,20$ $i = 0,32$
1	$g = 15,4$ $s =$ Spur $g = 15,4$ $s =$ Spur	$p = 0,76$ i unbestimmbar

$d = 16,3;\ 16,4.$

Wurde die Platinelektrode b durch eine Kupferelektrode ersetzt, so entstand bei der Durchleitung eines Stromes von 6 Dan. Elementen durch die Strecke bc ein kleiner Ausschlag von etwa 0,2 eines Scalentheiles, welcher wohl noch hauptsächlich durch die schwache Polarisation der Kupferelektrode bedingt war.

Bei der hier angewendeten seitlichen Einstellung der

indifferenten Elektrode kann daher das Stromgefälle unbedenklich vernachlässigt werden.

3. *Widerstände.* Sind α und β die Ausschläge durch die Potentialunterschiede zweier in einem Stromkreise befindlichen Leiter von dem Widerstande x und w, so ist nach dem Ohm'schen Gesetze $x = \frac{\alpha}{\beta} w$. Hierbei wird natürlich vorausgesetzt, dafs an den mit den Ableitern verbundenen Stellen des zu untersuchenden Leiters keine Polarisation stattfindet. Da man nun innerhalb einer vom Strome durchsetzten Flüssigkeitsstrecke immer zwei beliebige Punkte auswählen und den Potentialunterschied derselben mit dem eines bekannten metallischen Widerstandes vergleichen kann, so dürfte die elektrometrische Methode sich namentlich zur Bestimmung des Widerstandes der Elektrolyte eignen.

Beispielsweise war 19,5 der Ausschlag durch den Potentialunterschied einer intrapolaren Nervenstrecke — 6^{mm} eines isch. ran. — und 9,7 die Ablenkung durch den Spannungsunterschied eines in derselben Kette befindlichen metallischen Widerstandes von 17600 Siemen'schen Einheiten; der Widerstand der Nervenstrecke war demnach gleich $\frac{19,5}{9,7} \,.\, 17600 =$ abgek. 35400 Siem.

Je gröfser der zu bestimmende Widerstand ist, um so mehr ist der Gebrauch des Elektrometers, um so weniger der des Galvanometers zur Messung desselben angezeigt.

4. *Der Widerstand unpolarisirbarer Elemente.* Ist E der Ausschlag durch den Potentialunterschied eines offenen, ist s der Ausschlag durch den Spannungsunterschied der Pole desselben, durch einen bekannten Widerstand w geschlossenen Elementes, so ergiebt sich der Widerstand (W) des letzteren aus der Gleichung

$$s = \frac{w}{W + w} E, \text{ mithin } W = w\left(\frac{E}{s} - 1\right).$$

So waren in einem Versuche die Daten für ein Daniell'sches Element $w = 1$ Siem., $E = 16,0$, $s = 10,4$, also

$$W = \frac{16,0}{10,4} - 1 = 0,54 \text{ Siem.}$$

II. Das Hankel'sche Elektrometer gehört entschieden zu den vorzüglichsten Hülfsmitteln der physikalischen Untersuchung. Die Spannung der Elektricität an den Platten ist eine sehr constante; durch Aenderung der Elementenzahl in der mit den Platten verbundenen Säule kann die Emfindlichkeit des Instrumentes leicht und schnell variirt werden; bei der vortrefflichen Dämpfung des Goldblattes erfordert die Vergleichung zweier Potentialunterschiede einen Zeitraum von nur wenigen Secunden.

Dagegen läfst das Instrument als Mefsapparat Einiges zu wünschen übrig. Bei geringerer Empfindlichkeit fällt der Schätzungsfehler der Decimalen ins Gewicht; bei gröfserer ist die Stabilität des Goldblattes, die Bildschärfe des in den beiden Endlagen zu fixirenden Punktes, die Proportionalität zwischen dem Ausschlage und der Potentialdifferenz beeinträchtigt. Bei einer möglichst günstigen Disposition des Elektrometers mag der Fehler der Messung immer noch zwei Procent betragen.

Eine gröfsere Genauigkeit habe ich durch eine Vereinigung der elektrometrischen mit der Poggendorff'schen Compensationsmethode zu erreichen gesucht. Das Verfahren schliefst sich an die von *Du Bois-Reymond* bei der Bestimmung elekromotorischer Kräfte benutzte Modification derselben an.

Man kann nach der Compensationsmethode zwar auch bei Anwendung des Galvanometers die Potentialunterschiede eines geschlossenen Kreises untereinander oder den Spannungsunterschied einer geschlossenen mit dem einer offenen Kette vergleichen. So wird dieselbe von Beetz zur Messung des inneren Widerstandes der Elemente, von Paalzow zur Messung der elektromotorischen Kräfte geschlossener, polarisirbarer Ketten verwendet. Ebenso kann man auch die vorher mit dem Elektrometer vollzogenen Bestimmungen der Stromesintensität, der Polarisation und des Widerstandes nach der ursprünglichen Compensationsmethode ausführen. Hält man den Widerstand des Maafskreises constant, so verhalten sich die nach der Compen-

sation an der Scale abgelesenen Drahtlängen wie die Potentialunterschiede und die oben angeführten Formeln bleiben demnach noch gültig, wenn die Drahtlängen für die Ausschläge des Goldblattes substituirt werden. In den Fällen jedoch, in welchen der Widerstand zwischen den auf ihren Spannungsunterschied zu untersuchenden Punkten ungewöhnlich grofs ist, in welchen der vorübergehend im Galvanometerkreise circulirende Strom den zu bestimmenden Potentialunterschied erheblich verändern würde, dürfte der hier zu beschreibende Gebrauch des Elektrometers den Vorzug verdienen.

In einem Säulenkreise (Maafskreise) befindet sich ein über eine Scale von 1000 Millimetern gespannter Platin- oder Neusilberdraht (Maafsdraht). In metallischem Contact mit demselben steht ein über der Scale beweglicher Schieber von Kupfer oder Messing, welcher an den mit der Hand anzufassenden Stellen durch Schellack wohl isolirt ist.

Das Gefälle der Elektricität im Maafsdrahte läfst sich graphisch durch eine gerade Linie darstellen, welche den Draht im Allgemeinen in irgend einem Punkte, dem Indifferenzpunkte, schneidet. Die Neigung dieser Linie ist durch die Stromesintensität im Maafskreise völlig bestimmt.

Eine feste Lage nimmt dieselbe jedoch erst an, wenn ein Punkt der Maafskette gezwungen wird, eine bestimmte Spannung unveränderlich zu behaupten; alsdann ist auch der Ort des Indifferenzpunktes, also desjenigen Punktes, an welchem die Spannung Null herrscht, festgestellt.

Der Anfang des Maafsdrahtes, d. h. die über dem Nullpunkte der Theilung befindliche Stelle desselben, wird nun der Bedingung unterworfen, nacheinander die zu vergleichenden Spannungen s_1 und s_2 anzunehmen und in beiden Fällen wird die Lage des Indifferenzpunktes im Maafsdrahte in der noch anzugebenden Weise ermittelt. Sind s_1 und s_2 positiv, so mufs der Strom der Maafskette in der Richtung vom Nullpunkte gegen das Ende

der Scale, sind sie negativ, so mufs er in umgekehrter Richtung fliefsen. Bezeichnet man nun mit l_1 und l_2 die den Spannungen s_1 und s_2 entsprechenden Abstände des Indifferenzpunktes vom Nullpunkte der Theilung, so besteht unter der Voraussetzung, dafs sich die Stromesintensität der Maafskette in dem kurzen Zeitraume des Versuches nicht geändert hat, die einfache Relation

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{l_1}{l_2}.$$

Der Ort des Indifferenzpunktes wird mittelst des Elektrometers bestimmt. Man läfst das Goldblatt durch einen Commutator abwechselnd mit einer Erdleitung und dem den Maafsdraht berührenden Schieber in Verbindung treten und führt den letzteren in die Lage, bei der jenes seine Stellung in Folge der Umlegung des Commutators nicht mehr ändert. Bei der vortrefflichen Dämpfung des Goldblattes kann der Schieber in einem Zuge auf den Indifferenzpunkt eingestellt werden. Der Abstand desselben vom Nullpunkte der Theilung wird unmittelbar an der Scale abgelesen.

Da es bei diesem Verfahren auf die Proportionalität zwischen Ausschlag und Potentialdifferenz nicht mehr ankommt, so wird man sich bemühen, dem Elektrometer den höchsten Grad der durch Plattenstellung, Säule und Mikroskop erreichbaren Empfindlichkeit zu geben. Befanden sich zwei Bunsen'sche Elemente im Maafskreise, 370 Zink-Kupferelemente an den Platten, so umfafste die als indifferent erscheinende Strecke des Maafsdrahtes immer noch etwa drei Scalentheile. Da eine veränderliche Ruhelage des Goldblattes die Beobachtung ziemlich erschwert, so wird eine höhere Empfindlichkeit des Elektrometers vermuthlich eher mittels eines stärkeren Oculars als mittels einer gröfseren Säule zu erreichen seyn. Gleichwohl ist aber auch unter diesen Umständen der Fehler der Messung bei geeigneter Gröfse der zu bestimmenden Spannung kleiner als ein Procent.

Zur Erläuterung der Methode führe ich einige Ver-

suche an. Bei der Beschreibung derselben wird der über dem Nullpunkte der Theilung befindliche Anfang des Maafsdrahtes mit dem positiven, das Ende desselben mit dem negativen Pole von zwei Bunsen'schen Elementen verbunden gedacht.

1. *Elektromotorische Kräfte.* Der positive Pol eines am anderen Pole zur Erde abgeleiteten Daniell'schen Elementes wird mit dem Anfange des Maafsdrahtes vereinigt; die Lage des Indifferenzpunktes wird in der angegebenen Weise durch abwechselnde Verbindung des Goldblattes mit dem Schieber und der am negativen Pole befindlichen Erdleitung ermittelt. Ebenso wird alsdann mit einem zweiten Elemente verfahren. Sind d und b die Abstände des Indifferenzpunktes, so verhalten sich die elektromotorischen Kräfte wie d zu b.

So ergaben sich bei der Vergleichung eines Daniell'schen und eines Bunsen'schen Elementes die Zahlen: $d = 410$; $b = 673$; $d = 409$; $b = 674$. Die elektromotorische Kraft des Bunsen'schen Elementes war also gleich

$$\frac{673{,}5}{409{,}5} = 1{,}64 \text{ Daniell.}$$

Das Verfahren eignet sich namentlich zur Bestimmung der elektromotorischen Kräfte polarisirbarer oder sehr schlecht leitender Elemente.

Ist das Potential der Erdleitung nicht Null, sondern in Folge des Contactes mit der Erde bis zu irgend einem Betrage positiv oder negativ, so ist dieser Umstand doch, wie die folgende Ueberlegung zeigt, ohne allen Einfluſs auf die Bestimmung.

Je nachdem nämlich in der Erdleitung die Spannung Null, $+a$ oder $-a$ herrscht, ist der Anfang des Maafsdrahtes der Bedingung unterworfen, eine positive Spannung p, $p+a$ oder $p-a$ anzunehmen. Das Goldblatt bleibt bei der Umlegung des die abwechselnde Verbindung mit dem Schieber und der Erdleitung besorgenden Commutators in Ruhe im ersten Falle, wenn die Spannung desselben in beiden Lagen Null, im zweiten, wenn sie in beiden Lagen $+a$, im dritten, wenn sie $-a$ ist. Da nun die

Spannung im Maafsdrahte bei gegebenem Stromgefälle auf derselben Strecke vom Werthe $p + a$ bis $+ a$ oder von $p - a$ bis $- a$ wie vom Werthe p bis Null herabsinkt, so folgt, dafs der Schieber in allen diesen Fällen auf denselben Punkt des Maafsdrahtes eingestellt wird.

Ebenso läfst sich zeigen, dafs von den aus den verschiedenen Metallcontacten resultirenden Spannungsdifferenzen nur diejenigen bei der Messung in's Gewicht fallen, welche die elektromotorische Kraft des Elementes mitbestimmen.

2. Die Polarisation einer Platinelektrode, welche sich als Anode in einer bei 16° Reaum. gesättigten Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd befand, wurde mit Benutzung der Seite 159 abgebildeten Röhre ermittelt. *a* und *c* sind Kupferelektroden, *b* ist eine Platinelektrode; *a* ist mit der Erde, *b* mit dem Aufange des Maafsdrahtes vereinigt. Bei der Bestimmung des Indifferenzpunktes tritt das Goldblatt abwechselnd mit dem Schieber und der an der Elektrode *a* befindlichen Erdleitung in Verbindung. In der Tabelle bedeutet *e* den Abstand des Indifferenzpunktes vor der Durchleitung des Stromes durch den Elektrolyten. *g* ist der Abstand desselben, während der Strom einer Säule, deren Elementenzahl in der ersten Spalte angegeben ist, von der Elektrode *b* nach *c* fliefst. Die Bestimmung erfolgt 5 bis 10 Minuten nach Herstellung des Kreises.

Ferner bedeutet *d* den Abstand des Indifferenzpunktes bei Verbindung des Maafsdrahtanfanges mit dem positiven Pole eines am negativen Pole zur Erde abgeleiteten Elementes. *s* ist endlich der Abstand des Indiffererenzpunktes nach Vereinigung des Maafsdrahtanfanges mit dem positiven Ende eines im polarisirenden Stromkreise befindlichen Widerstandsetalons von 600 Siemens'schen Einheiten, dessen negatives Ende zur Erde abgeleitet wird.

Da sich das Stromgefälle im Maafsdrahte auch bei rascher Aufeinanderfolge der Bestimmungen etwas ändern kann, so werden die Werthe *d* und *s* sowohl vor als nach der Ermittlung von *g* festgestellt.

Aus den so gewonnenen Daten ergiebt sich erstens die

ursprüngliche Potentialdifferenz α zwischen den Elektroden *a* und *b*

$$\alpha = \frac{e}{d},$$

zweitens die Polarisation p der Platinelektrode

$$p = \frac{g}{d} - \alpha,$$

wobei die elektromotorische Kraft eines Daniell'schen Elementes gleich Eins gesetzt wird, und

drittens die Stromesintensität in chemischem Maaſse

$$i = \frac{0{,}0117 \,.\, s}{600 \,.\, d} \,.\, 100000.$$

Zahl der Elemente	Abstand des Indifferenzpunktes	α, p und i
0	$d = 405$ $e = 94$ $d = 400$	$\alpha = 0{,}23$
5	$s = 500$ $d = 392$ $g = 569$ $d = 392$ $s = 497$	$p = 1{,}22$ $i = 2{,}48$
4	$s = 353$ $d = 394$ $g = 575$ $d = 393$ $s = 352$	$p = 1{,}23$ $i = 1{,}75$
3	$s = 209$ $d = 385$ $g = 558$ $d = 386$ $s = 209$	$p = 1{,}21$ $i = 1{,}11$
2	$s = 80$ $d = 389$ $g = 540$ $d = 389$ $s = 79$	$p = 1{,}16$ $i = 0{,}40$
1	s unbestimmbar $d = 385$ $g = 379$ $d = 385$	$p = 0{,}75$ i unbestimmbar

3. ***Widerstände*** Zur Vergleichung der zwischen den Punkten p, n und p', n' liegenden Widerstände zweier Leiter werden die letzteren in den Kreis einer in der Richtung von p nach n und ebenso von p' nach n' fliefsenden Stromes gebracht. Nacheinander werden p und p, mit dem Anfange des Maafsdrahtes verbunden. Zur Lagebestimmung des Indifferenspunktes kann man auch hier das Goldblatt alternirend mit dem Schieber und einer bei n resp. n' befindlichen Erdleitung in Contact treten lassen; zweckmäfsiger ist es jedoch die Einrichtung zu treffen, dafs die am Schieber befindliche Goldblatt- und die bei n resp. n' befindliche Erdleitung bei der Umlegung des Commutators vertauscht werden. Der Ausschlag ist alsdann doppelt so grofs wie im ersteren Falle. Die Widerstände verhalten sich einfach wie die Abstände des Indifferenzpunktes vom Nullpunkte der Theilung. Ich habe auch dieses ganz allgemein bei den Elektrolyten anwendbare Verfahren zur Bestimmung des Widerstandes intrapolarer Nervenstrecken benutzt, wobei die Potentialdifferenz derselben mit dem Spannungsunterschiede eines Etalons von 10000 Siemens'schen Einheiten verglichen wurde.

IX. *Ueber einen Polarisationsapparat mit rotirendem Zerleger; von E. Mach.*

Bei Gelegenheit von Versuchen über den Einflufs des Druckes auf die Doppelbrechung des Quarzes, die ich mit Herrn Studiosus Merten angestellt habe, verfiel ich auf die Construction eines Polarisationsapparates mit rotirendem Zerleger. Diese Construction ist kurz beschrieben im Anzeiger der Wiener Akademie vom 4. Februar 1875

(No. 4) und etwas ausführlicher in der am 22. Juli übergebenen Arbeit. Da ich nun im verflossenen Sommersemester den Apparat erpropt und für Vorlesungsversuche vorzüglich geeignet gefunden habe, da ferner W. Spottiswoode (wie mir durch eine mündliche Mittheilung des Herrn Prof. Rensch bekannt wurde) einige Monate nach meiner ersten Mittheilung einen ähnlichen Apparat beschrieben hat (*Philosophical Magazine* 1875, *June*, *p.* 472), so nehme ich keinen Anstand die Beschreibung hier zu geben.

Das Licht der Sonne oder der elektrischen Lampe passirt ein Nicol N_1 und geht dann durch eine etwa 40^{cm} lange, 3^{cm} weite Röhre AB, welche an den Enden A und B je in drei Frictionsrollen läuft und durch ein Schwungrad und einen in der Mitte der Röhre angebrachten Schnurlauf um ihre Axe in rasche Rotation versetzt werden kann. Am Ende A wird ein Nicol N_2 mit einer Blendung k eingefügt, welche eine quadratische oder eine spaltförmige Oeffnung enthält. Am Ende B befindet sich ein um 6 bis 10^0 ablenkendes Crownglasprisma P, welches die aus der Röhre tretenden Strahlen in der Polarisationsebene von N_2 ablenkt. An das Ende B stellt man eine Linse L, welche von der Oeffnung der Blendung k auf einen Schirm S ein scharfes Bild entwirft. Wenn nun AB sammt N_2 k und P rotirt wird, so sehen wir das analysirte Bild zugleich mit dem Azimutwechsel des Zerlegers im Kreise herumgehen.

Bei rascher Rotation sehen wir also alle Bilder in einem Ringe neben einander, die mit den gebräuchlichen Apparaten sonst nur nach einander gesehen werden können. Hiebei ergeben sich nun sehr instructive Vorlesungsversuche.

1. Lassen wir einfach durch N_1 linear polarisirtes Licht eintreten, so erhalten wir einen halben Ring, der an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen durchbrochen ist. Die Unterbrechungen werden matt oder verschwinden ganz, wenn man durch Einfügen einer Viertelundulationsplatte L zwischen N_1 und N_2 das Licht in elliptisches oder circulares umwandelt.

2. Ein senkrecht zur Axe geschnittener Quarz zwischen N_1 und N_2 eingeschaltet giebt einen Ring, in welchem alle Farben des Quarzes nebeneinander angeordnet sind. Der ganze Farbenkreis dreht sich, wenn man einen Soleil'schen Doppelkeil hinzufügt oder den Quarz senkrecht auf die Axe drückt.

3. Ein Gypsblättchen zwischen N_1 und N_2 eingeschaltet mit den Hauptschwingungsrichtungen unter 45° gegen die Polarisationsebene von N_1 giebt einen hellen Ring, in welchem complementar gefärbte Theile durch weifse Ringstücke getrennt sind.

4. Fügt man dem ablenkenden Prisma P noch ein Prisma II mit gerader Durchsicht hinzu, so ergeben sich neue Experimente. Man kann II so stellen, dafs in dem hellen Ring das Violet innen, das Roth aufsen erscheint, wobei natürlich eine Blendung k mit spaltförmiger zur Dispersionsrichtung senkrechter Oeffnung verwendet wird. Eine senkrecht zur Axe geschnittene, eingeschaltete Platte eines rechts drehenden Quarzes giebt dann einen aufsen spectral rothen, innen violetten Ring, welcher von schwarzen Spiralen durchzogen ist, die von aufsen nach rechts innen laufen, wenn der Beobachter nach der Richtung BA sieht, also auf einen durchscheinenden Schirm oder direct subjectiv beobachtet. — Eine dünne axenparallele Quarzplatte giebt unter gleichen Umständen einen farbigen Ring, in dem sich (wegen der spectralen Auflösung) schwarze concentrische Ringsegmente befinden.

5. Es versteht sich, dafs sich der Apparat auch mit geringen Aenderungen verwenden läfst, um Dove's Nachahmung des unpolarisirten Lichtes oder von Lang's Nachahmung des Kreuzes der Krystalllinse und der Haidinger'schen Büschel zu zeigen. Auch die Ringsysteme einaxiger Krystalle lassen sich mit Hülfe desselben nachahmen. Auf weitere Experimente, welche sich nach der Analogie von selbst ergeben, will ich hier nicht eingehen.

Wegen weiterer Details mufs ich auf die oben citirten Noten verweisen. Ich habe eine Form des Apparates für

subjective und eine andere für objective Demonstrationen verwendet. Letztere Form wird gegenwärtig von Herrn Mechanikus W. Albert in Frankfurt a. M. (Neue Mainzerstr. No. 34) angefertigt.

X. *Zur Theorie der Influenzmaschine; von W. Veltmann.*

In meiner Arbeit über die Influenzmaschine in Band 141 der Annalen ist am Schlusse (S. 530) gesagt: „Bekanntlich mufs bei der Holtz'schen Maschine die drehbare Scheibe sehr dünn seyn, je dünner sie ist, um so vollkommener verhält sie sich, wie eine für die Elektricität undurchdringliche geometrische Fläche.“ Gegen den ersteren Theil dieser Behauptung bemerkt Hr. Poggendorff in Bd. 152 der Annalen (S. 512), er habe schon im Jahre 1869 Versuche beschrieben, zufolge welchen die Scheibe eine Dicke bis zu drei Linien haben könne, ohne dafs die Wirkung merklich geringer werde. Mir war dies zwar bekannt; jedoch ist es mir bei der Ausarbeitung meiner Theorie nicht erinnerlich gewesen; vielmehr folgte ich der Angabe des Hrn. Holtz in Bd. 130 der Annalen S. 290, dafs geringe Dicke der Scheibe eine durchaus wesentliche Eigenschaft derselben sey. Blofs aus meiner Theorie würde ich diefs jedenfalls nicht gefolgert haben, wenn ich es auch als in Uebereinstimmung damit hinstellen konnte. Im Gegentheil, ein näheres Eingehen auf die in Betracht kommenden theoretischen Verhältnisse würde dasselbe Resultat ergeben haben, wie die Versuche des Hrn. Poggendorff. Es ist nämlich bekannt, dafs das Potential eine Function ersten Grades des Abstandes von derselben ist, die Wirkung in irgend einem Punkte also von dem Abstande des-

selben unabhängig ist. Dasselbe gilt nun auch bei ebenen Flächen von endlicher Gröfse für verhältnifsmäfsig kleine Abstände, demgemäfs ist also auch das in Bd. 151 S. 514 Gesagte dahin zu berichtigen, dafs die Leitungsfähigkeit der Maschine nur um eine unerhebliche Gröfse zunehmen würde, wenn die rotirende Scheibe die Eigenschaft hätte, senkrecht zu ihrer Fläche die Elektricität durchzulassen.

Wenn aber Hr. Poggendorff ferner bemerkt, meiner Theorie zufolge solle die Scheibe senkrecht zu ihrer Fläche ein Leiter seyn, so mufs diefs auf einem Irrthume oder Mifsverständnisse beruhen. Vielmehr habe ich (S. 516 in Bd. 151) ausdrücklich gesagt, um die Erscheinungen an der Influenzmaschine zu erklären, sey es gar nicht nöthig, den Isolatoren irgend welche besondere Eigenschaften aufser den längst bekannten beizulegen. Es war diefs gegen einen Theil der von Hrn. Riefs in Bd. 140 der Annalen gegebenen Theorie gerichtet, wo behauptet ist, durch die Wirkung des negativen Inducenten auf den an der anderen Seite befindlichen Metallkamm würden *beide* Flächen der Scheibe positiv elektrisch. Diefs setzt natürlich voraus, dafs positive Elektricität entweder durch die Scheibe hindurch oder aus derselben herausgezogen wird. Da nun jede Stelle der Scheibe während einer Umdrehung ihren elektrischen Zustand zweimal in den entgegengesetzten verwandelt, so würde hieraus eine so schnelle Bewegung der Elektricität im Glase folgen, wie sie nur einem Leiter zukommen kann. Sehr dünne Glasschichten lassen allerdings die Elektrität ziemlich schnell durch, wie Poggendorff durch entscheidende Versuche nachgewiesen hat (Annalen Bd. 134, S. 304). Diefs kann jedoch keine Anwendung finden auf die Influenzmaschine, da deren Scheibe nicht entfernt eine so geringe Dicke besitzt.

XI. *Studium kalter Streifen dunkler Spectren; von HH. P. Desains und Aymonet.*

(*Compt. rend. T. LXXXI, p.* 423.)

Wenn man ein dünnes Strahlenbündel der Drummond'schen Lampe durch ein Steinsalzprisma zerstreut und die Wärmevertheilung in dem so erhaltenen Spectrum untersucht, so zeigt es keine solche kalte Streifen wie das Sonnenspectrum. Man kann aber doch diese Streifen entwickeln. Dazu braucht man nur die Strahlen zu zwingen, vor ihrem Einfall auf das Prisma, ein zweckmäſsig gewähltes Absorbens zu durchdringen. Einer von uns stellte diesen Satz schon vor einigen Jahren auf. Wasser und Salzlösungen waren die Absorbentien, welche am häufigsten angewandt wurden.

Wir haben diese Studien wieder aufgenommen und bitten um Erlaubniſs, hier einige unserer Resultate mittheilen zu dürfen.

Als Wärmequelle haben wir immer die Lampe der HH. Bourbouze und Wiesnegg angewandt. Sie ist bequemer und sicherer im Gebrauch als die von Drummond.

Bei einer ersten Reihe von Versuchen studirten wir die Entwicklung der Streifen in einem Spectrum, welches mittelst eines Steinsalzprismas von 60° gebildet worden. Die Strahlen durchdrangen ein Centimeter Wasser. Die Linsen des Apparats waren von Steinsalz.

Unter diesen Umständen konnten wir in dem dunklen Theile des Spectrums deutlich vier kalte Streifen nachweisen, deren Abstände vom äuſsersten Roth waren:

19',8 30',6 42',0 52',0.

Diese Zahlen haben nicht die Genauigkeit, wie diejenigen bei der Bestimmung der dunklen Streifen im leuchtenden Spectrum und können sie nicht haben; allein sie sind doch so genau, daſs man daraus ungefähr die Lage

erkennen kann, in welche man die Säule versetzen mufs, um den Streifen zu finden, mit welchem man operiren will.

Bei unseren Versuchen war die Säule meistens $0^{m},3$ von der Axe des Prismas entfernt und die Einlafsspalte war 0,5 Mllm. Von der Axe des Prisma aus gesehen umspannte sie einen Winkel von 5',7 und folglich machte jeder kalte Streifen seine Wirkung fühlbar in einem Winkelraum, der gleich war seiner eignen Winkelbreite vergröfsert um 5',7. Nur beobachtete man das Minimum des thermoskopischen Effects, wenn die Mitte des Streifens ungefähr der Mitte der Oeffnung der Säule entsprach und wir nahmen immer für die Lage des Streifens diejenige der Säule, welche dem studirten Minimum entsprach. Wir fügen hinzu, dafs die Beleuchtungsspalte im Allgemeinen auch ein halbes Millimeter breit war.

Später als die Untersuchungen des Hrn. Lamanski über die kalten Streifen des Sonnenspectrums, hatte der eine von uns gesucht, die Lage einiger dieser Streifen zu bestimmen, und nach diesen Messungen haben vier derselben einen Abstand vom rothen Ende gleich

19',0 30',0 54',0 51',0.

Diese Lagen sind die der kalten Streifen, die in dem Spectrum der Lampe der HH. Bourbouze und Wiesnegg auftreten, wenn die Strahlen durch eine Wasserschicht von 1 Ctm. gegangen sind. Diese Coincidenz scheint darauf zu deuten, dafs das atmosphärische Wasser einen grofsen Antheil an der Entwicklung der kalten Streifen im dunklen Theil des Sonnenspectrums hat.

Hierauf haben wir eine andere Reihe von Versuchen gemacht, um zu studiren, welche Wirkungen auf das dunkle Spectrum Lösungen haben würden, die gebildet waren aus einem in Bezug auf die Entwicklung der Streifen inactiven Lösemittel und einem löslichen Körper, der dagegen die Bildung derselben zu bewirken vermochte. Der active Körper war Jod; die inactiven Lösemittel waren dagegen Chlorkohlenstoff, Chloroform und Schwefelkohlen-

stoff. Diese drei Flüssigkeiten lösen das Jod reichlich und die Lösungen haben fast gleiches Ansehen.

Als Schichten von 1 Ctm. Dicke in die Bahn der Strahlen gebracht, haben wir die in folgender Tafel aufgestellten Resultate erhalten. Bei diesen neuen Versuchen waren Prisma und Linsen von Flintglas.

Lage der kalten Streifen erzeugt durch Jod, gelöst in:

	Chlorkohlenstoff.	Chloroform.	Schwefelkohlenstoff.
Lage der Streifen	$1^{\circ}\ 28'$	$1^{\circ}\ 30'$	—
	$1^{\circ}\ 34'$	—	$1^{\circ}\ 35'$
	$1^{\circ}\ 55'$	$1^{\circ}\ 57'$	$1^{\circ}\ 56'$

Wir behaupten nicht, daſs diese Streifen die einzigen seyen, welche die von uns studirten Jodlösungen hervorzubringen vermögen; wir hoffen sogar unsere Tafel in einer künftigen Mittheilung vervollständigen zu können, aber die darin enthaltenen Zahlen beweisen, daſs die Wirkung des Jods sich in den drei Lösungen erhält.

Wir fügen schlieſslich hinzu, daſs wir uns bei allen unseren Versuchen immer bemüht haben, die Wirkung des mit dem Lösemittel gefüllten Troges nur auf diejenige Region des Spectrums zu untersuchen, wo die Jodlösung einen Streifen erzeugt, wodurch wir uns überzeugten, daſs die Wirkung des Lösemittels und des ganzen brechenden Systems bei der Erzeugung des studirten Phänomens entweder keine Wirkung hatte oder wenigstens eine kleine in Bezug auf die der eigentlich activen Substanz.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47